www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 30, 1969, no. 6/7

Nauwkeurige digitale verplaatsingsmetingen met optische middelen

I. Verplaatsingsmeting met een reflecterend fazeraster
II. Interferometrische verplaatsingsmeting met een laser

Bij allerlei ontwikkelingen die in het Philipslaboratorium te Eindhoven (en elders in de wereld) aan de gang zijn, nemen de hulpmiddelen voor uiterst nauwkeurige verplaatsingsmeting een sleutelpositie in. Sinds een aantal jaren is hiervoor in dit laboratorium een apparaat met een optisch raster in gebruik, beschreven in deel I door De Lang, Ferguson en Schoenaker. Met dit apparaat bereikt men zonder moeite een nauwkeurigheid van fracties van een micron, terwijl verplaatsingen met fracties van een nanometer nog aantoonbaar zijn. Soortgelijke prestaties, en zelfs voor metersgrote verplaatsingen, zijn mogelijk als men interferometrische methodes toepast met een laser als lichtbron; dit is aangetoond met een opstelling die enige maanden geleden op de Physics Exhibition te Londen is gedemonstreerd en die in deel II door De Lang en Bouwhuis wordt beschreven. In beide gevallen wordt door een vindingrijk gebruik van buigings- of polarisatieverschijnselen een aanzienlijke verfijning bereikt van de natuurlijke meetstap (gegeven door resp. de rasterperiode en de golflengte).

I. Verplaatsingsmeting met een reflecterend fazeraster

H. de Lang, E. T. Ferguson en G. C. M. Schoenaker

In de techniek komt het probleem van het meten van rechtlijnige verplaatsingen in allerlei schakeringen voor, en door de voortschrijdende technische ontwikkeling worden steeds hogere eisen aan de precisie van zulke metingen gesteld. Maattoleranties van de orde van enige microns bij werkstukken met afmetingen van decimeters zijn in het geheel niet meer ongewoon. Bij de precisiedraaibank die in het vorige nummer van dit tijdschrift is beschreven [1], evenals bij de onlangs beschreven repeteercamera voor het maken van fotomaskers [2], heeft men te maken met nog veel kleinere toleranties, van enkele tienden microns. Ook aan de *vorm* waarin de meetgegevens beschikbaar komen stelt de moderne techniek haar eisen. In de tegenwoordige produktieprocessen past de visuele waarneming niet meer, men heeft behoefte aan snelle objectieve registratie van meetgegevens, en wel — met het oog op verdere verwerking — het liefst als elektrisch signaal in digitale

Dr. H. de Lang, dr. ir. E. T. Ferguson en ir. G. C. M. Schoenaker, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] H. J. J. Kraakman en J. G. C. de Gast, Een precisiedraaibank met hydrostatische lagering en aandrijving, Philips techn. T. **30**, 121-137, 1969 (no. 5).

[2] F. T. Klostermann, Een repeteercamera voor het maken van fotomaskers voor geïntegreerde schakelingen, Philips techn. T. **30**, 57-70, 1969 (no. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vorm. Deze laatste eis is vooral van belang bij numeriek bestuurde werktuigmachines [3].

Men kan aan deze eisen voldoen door het onderdeel (de slede) waarvan men de verplaatsing wil meten te voorzien van een of andere periodieke structuur, een raster, dat bij de verplaatsing een elektrisch signaal van overeenkomstige periodiciteit in een vaststaande aftastkop opwekt. Door met elektronische middelen het aantal verstreken periodes van dit signaal te tellen, verkrijgt men een maat voor de verplaatsing. Deze wordt aldus gemeten in digitale eenheden ter grootte van de rasterperiode.

Wat het raster betreft, heeft men de keuze uit verschillende mogelijkheden. Bijzonder aantrekkelijk zijn systemen met foto-elektrische aftasting van een periodieke *optische* structuur, een optisch raster, zoals reeds jaren geleden is voorgesteld [4]. Dergelijke systemen zijn inmiddels in allerlei vormen gerealiseerd.

We beschouwen eerst het eenvoudigste geval, de aftasting van een *absorptieraster*, bestaande uit afwisselend donkere en lichte lijnen. Is de rasterperiode groot ten opzichte van de golflengte van het licht, b.v. 0,1 mm, dan is het effect van het raster geheel te beschrijven met de geometrische optica. In *fig. 1* is een opstelling voor verplaatsingsmeting met twee dergelijke vrij grove rasters geschetst. Beweegt een van de rasters

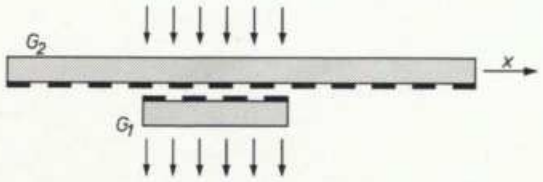


Fig. 1. Verplaatsingsmeting met twee (niet zeer fijne) *absorptierasters*. De openingen in het vaststaande referentieraster G_1 worden door een beweging van raster G_2 in de x-richting afwisselend bedekt en vrijgelaten.

in de x-richting, dan worden de openingen in het stilstaande raster afwisselend bedekt en vrijgelaten, de intensiteit van het doorvallende licht varieert periodiek. De periode van het hierdoor te verkrijgen foto-elektrische signaal komt overeen met een verplaatsing over één rasterperiode, in casu 100 μm. Wil men nu op 0,5 μm nauwkeurig meten, dan is interpolatie binnen de signaalperiode tot op 1/200 nodig. Zulk een vergaande interpolatie is mogelijk (nl. als het raster, de rechtgeleiding enz. voldoende nauwkeurig zijn), maar eist een tamelijk gecompliceerde elektronische signaalverwerking. Het is dus aantrekkelijker met een *zeer fijn* raster te werken. Voor spectroscopische doeleinden heeft men allang geleerd rasters (buigingstralies) te maken met een periode van 1 μm of nog minder, en de vervaardiging van rasters met een periode van b.v. 8 μm, zoals die welke we in de hieronder te beschrijven meetmethode gebruiken, levert dan ook weinig problemen op. Weliswaar is de geometrisch-optische beschrijving voor de werking van zulke fijne rasters niet bruikbaar: er moet essentieel rekening worden gehouden met de optredende buigingsverschijnselen. Doch dit is niet als complicatie te beschouwen, bij de te beschrijven methode wordt integendeel juist van de buiging een nuttig gebruik gemaakt. Een verdere bijzonderheid van dit nieuwe meetsysteem is dat vanzelf een verfijning van de exacte digitale aftasting verwezenlijkt wordt, en dat de foto-elektrische informatie, zowel betreffende de grootte van de verplaatsing als betreffende vooruit-of-achteruit, in de vorm van een gemakkelijk verwerkbaar wisselspanningssignaal beschikbaar is, dat ook niet wegvalt als het beweeglijke raster stilstaat. Dit meetsysteem wordt in de beide hierboven genoemde apparaten (precisiedraaibank [1] en repeteercamera [2]) met succes toegepast.

Alvorens de werking van ons aftastsysteem en de verdere apparatuur te beschrijven, moeten we de eigenschappen van optische rasters iets nader beschouwen.

Aftasting van een optisch raster

Van een lichtgolf die een medium passeert wordt zowel de amplitude beïnvloed (door absorptie) als de faze (door verschil in voortplantingssnelheid). De doorlatingscoëfficiënt van het medium, die deze beide invloeden omvat, schrijven we als $D = m \exp(-jn)$, en de werking van een raster als in fig. 1 is dus volledig te beschrijven door een doorlatingsfunctie $D(x) = m(x) \exp\{-jn(x)\}$, waarbij $m(x)$ en $n(x)$ periodieke reële functies zijn. Bij het hierboven beschouwde eenvoudige absorptieraster varieert alleen m met x; het tegenovergestelde geval, waarbij alleen n met x varieert (fazeraster), is eveneens reeds lang in de optica in gebruik, en zulk een raster wordt in ons systeem toegepast. De fazeveranderingen die het licht ondergaat bij het passeren van twee langs elkaar zich verplaatsende fazerasters kunnen worden aangetoond en aan de meting dienstbaar gemaakt door interferentie.

Heeft men een fazeraster met *korte* rasterperiode, dan treedt (evenals bij een absorptieraster) het verschijnsel van de *buiging* op de voorgrond. Het is voor het volgende nuttig hier kort te recapituleren hoe dit verschijnsel (in een voor ons doel adequate benadering) kwantitatief wordt beschreven. Als eenvoudig geval beschouwen wij een raster met een dikte die sinusvormig van de coördinaat x afhangt, met een periode p; zie *fig. 2*. Op dit raster laten we een vlakke monochromatische lichtgolf vallen, met golflengte λ; de cirkelfrequentie noemen we ω. De veldsterkte E van de golf

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in een vlak V evenwijdig aan het rastervlak heeft een faze onafhankelijk van x:

$$E_V = A \sin \omega t.$$

Na doorgang door het raster is het golffront niet meer vlak; de veldsterkte in het vlak W is:

$$E_W = A \sin (\omega t + b \sin 2\pi x/p). \quad . . \quad (1)$$

Hierbij is $2b$ het fazeverschil tussen licht dat een „dal" en licht dat een „berg" van het rasteroppervlak is gepasseerd; b is de parameter die het (sinusvormige) raster karakteriseert.

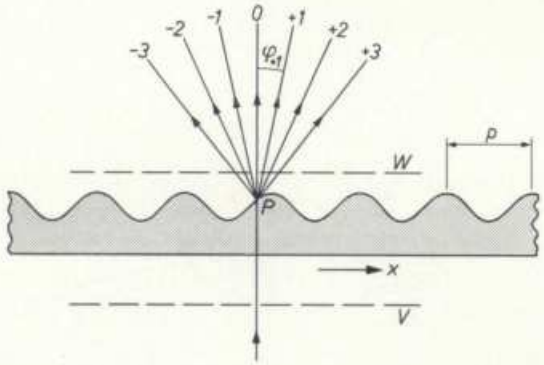


Fig. 2. Buiging van het licht (vlakke invallende golf) aan een fazeraster. Als fazeraster is hier aangenomen een plaat met sinusvormig variërende dikte; rasterperiode p. Het doorgelaten licht vertoont intensiteitsmaxima onder bepaalde buigingshoeken φ_k.

We kunnen E_W in een reeks ontwikkelen:

$$\begin{aligned} E_W(x;t) = {} & Af_0 \sin \omega t + \\ & + Af_{-1} \sin (\omega t + 2\pi x/p) + Af_{+1} \sin (\omega t - 2\pi x/p) + \\ & + Af_{-2} \sin (\omega t + 2 \times 2\pi x/p) + Af_{+2} \sin (\omega t - 2 \times 2\pi x/p) + \\ & + \ldots \\ & + Af_{-n} \sin (\omega t + n \times 2\pi x/p) + Af_{+n} \sin (\omega t - n \times 2\pi x/p) + \\ & + \ldots \end{aligned} \quad . . . \quad (2)$$

De termen hiervan kunnen worden geïnterpreteerd als evenzovele verschillende vlakke golven; immers, de faze in het vlak W van zo'n term blijkt lineair van x af te hangen, de term representeert dus een vlakke golf, waarvan de voortplantingsrichting afwijkt van die van de invallende golf. Alleen de eerste term heeft de oorspronkelijke voortplantingsrichting, hij representeert de rechtdoorgaande golf. Het geheel is het bekende verschijnsel van de opeenvolgende „buigingsmaxima", en uit verg. (2) kan worden afgeleid dat de afbuigingshoek φ_k voor de golf (bundel) van de orde k gegeven wordt door de voorwaarde:

$$\sin \varphi_k = k\lambda/p, \quad \text{mits} \quad |k| < p/\lambda.$$

De relatieve intensiteit van de afgebogen bundels (betrokken op de intensiteit A^2 van de invallende bundel) is f_k^2; in het onderstelde geval van een sinusvormig raster hangen de coëfficiënten f_k samen met de parameter b van het raster volgens de reeks Bessel-functies:

$$f_k = f_{-k} = \mathrm{J}_k(b). \quad . . . . \quad (3)$$

Na deze summiere beschrijving van het buigingsverschijnsel moeten wij ons afvragen wat er met de faze van de afgebogen bundels gebeurt als het raster wordt verplaatst over een afstand ξ in de x-richting. Het referentiepunt P (op de as van de invallende lichtbundel) houden we daarbij stationair. In verg. (2) moet nu x worden vervangen door $x - \xi$. Dit betekent dat de faze b.v. van de bundel van de orde -1 is afgenomen met $2\pi\xi/p$, terwijl de faze van de bundel van de orde $+1$ is toegenomen met hetzelfde bedrag:

$$\left.\begin{aligned} E_{-1} &= Af_{-1} \sin (\omega t + \frac{2\pi x}{p} - \frac{2\pi \xi}{p}), \\ E_{+1} &= Af_{+1} \sin (\omega t - \frac{2\pi x}{p} + \frac{2\pi \xi}{p}). \end{aligned}\right\} \quad . . \quad (4)$$

Het ontstane fazeverschil $4\pi\xi/p$ tussen de beide bundels, dat men kan aantonen als men de bundels met elkaar laat interfereren, is een maat voor de verplaatsing. Voor het volgende is het nog van belang erop te wijzen dat het fazeverschil tussen de beide bundels (-1) en $(+1)$ varieert met 4π, d.i. over *twee* volledige periodes, als het raster over een afstand gelijk aan één periode p verplaatst wordt (gerekend ten opzichte van het vaste referentiepunt P). Voorts is het een essentiële eigenschap dat het fazeverschil onafhankelijk is van de golflengte van het gebruikte licht.

Ter completering van deze voorbereidende beschouwingen kan nog worden vermeld dat volgens verg. (3) de gebruikte bundels $(+1)$ en (-1) de intensiteit $\mathrm{J}_1^2(b)$ hebben. Deze wordt maximaal bij een waarde $b \approx 1{,}8$ van de rasterparameter, en wel bedraagt zij dan 0,34; de bundel van orde 0 heeft daarbij slechts de intensiteit 0,11. Al deze numerieke waarden gelden voor een raster met sinusvormige diktevariatie. Bij een willekeurige rasterstructuur, met dezelfde periode p, blijft verg. (2) geldig, maar met andere coëfficiënten $f_{\pm k}$. In de praktijk gebruiken wij fazerasters met een kanteelvormige diktevariatie. Dit heeft voordelen in verband met de vervaardigingstechniek, en bovendien kan hiermee een nog iets hogere maximale intensiteit voor de beide bundels van de eerste orde worden verkregen, terwijl de bundel van orde 0 dan juist geheel onderdrukt is.

[3] Zie b.v. T. J. Viersma, Enige beschouwingen over numerieke besturing van gereedschapswerktuigen, Philips techn. T. **24**, 165-174, 1962.
R. Ch. van Ommering en G. C. M. Schoenaker, De COBRA, een kleine digitale rekenmachine voor numerieke besturing van gereedschapswerktuigen, Philips techn. T. **27**, 285-298, 1965/66.

[4] J. Guild, The interference systems of crossed diffraction gratings: theory of Moiré fringes, Clarendon Press, Oxford 1956.
J. Guild, Diffraction gratings as measuring scales, Oxford University Press 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Behalve de hierboven beschouwde fazerasters voor doorvallend licht heeft men ook *reflecterende* fazerasters, waarvan de eigenschappen geheel analoog zijn. In de opstelling voor ons meetsysteem wordt hiervan gebruik gemaakt, maar voor het volgende hoofdstuk houden we nog even aan het transmissieraster vast.

Aftasting met een optisch afbeeldingssysteem

Gegeven is nu de eigenschap dat door verplaatsing van het fazeraster over één rasterperiode een bepaald fazeverschil (i.c. 4π) tussen twee uittredende afgebogen lichtbundels wordt teweeggebracht. Gezegd is reeds dat door interferentie van de bundels het fazeverschil en daarmee de verplaatsing kan worden bepaald. Hoe wordt deze interferentie tot stand gebracht?

In tegenstelling tot de eerst vermelde methode, waarbij de verplaatsing door toepassing van een tweede, vaststaand, raster werd gedetecteerd, is in de nu te beschrijven methode slechts één raster nodig, daar dit door een optisch stelsel *op zichzelf wordt afgebeeld*. We willen dit toelichten aan de hand van de schematische *fig. 3*. Eenvoudigheidshalve is hier als afbeeldingssysteem een sferische holle spiegel M gedacht, waarvan het kromtemiddelpunt C in het oppervlak van het raster G is gelegen. Het licht van een gloeilamp S wordt door een lens gecollimeerd en via een deelspiegel M_d op het raster geworpen. Nabij het raster is een lens L_2 geplaatst, waarvan het brandpunt F op de holle spiegel ligt. Door de buiging aan het raster echter treft het licht de spiegel niet alleen in F doch ook in een aantal andere punten: we kunnen aldus spreken van de brandpunten F_0, F_{-1}, F_{+1} enz., overeenkomende met de buigingsmaxima van de orde 0, —1, +1, enz. We maken de spiegel slechts zo groot dat hogere ordes er buiten vallen, en ter plaatse van F_0 is de spiegel zwart gemaakt. Alleen het licht van de ordes —1 en +1 wordt dus teruggekaatst en valt in terugwaartse richting weer door het raster. Opnieuw vindt hier afbuiging plaats in bundels van de verschillende ordes. De lens L_2 collimeert deze en werpt ze op de reeds genoemde deelspiegel M_d. Het deel van het licht dat deze doorlaat wordt door een lens L_3 geworpen op een fotodetector D, waar dus ten slotte een afbeelding van de gloeilamp S in een reeks ordes ontstaat. De detector vangt alleen het middelste van deze beelden op, waartoe bijdragen de bundel van orde —1 geleverd door het licht gereflecteerd in F_{-1} en de bundel van orde +1 afkomstig van het licht van F_{+1}. We krijgen dus interferentie van de bundels (—1;—1) en (+1;+1). Is A weer de amplitude van het invallende licht, dan kunnen we de intensiteit I van de resulterende uittredende bundel als volgt berekenen.

Beschouw eerst de afbuiging van orde —1 en stel dat het raster een verplaatsing ξ heeft ondergaan. Uit het raster komt dan een afgebogen bundel (zie verg. 4):

$$Af_{-1}\sin\left(\omega t+\frac{2\pi x}{p}-\frac{2\pi\xi}{p}\right)=Af_{-1}\sin\left[\omega t+\frac{2\pi(x-\xi)}{p}\right].$$

Deze valt op de spiegel, en door de reflexie keert naar het raster terug de bundel:

$$Af_{-1}\sin\left(\omega t-\frac{2\pi x}{p}-\frac{2\pi\xi}{p}\right)=Af_{-1}\sin\left[\omega t+\frac{2\pi(-x-\xi)}{p}\right].$$

(Door de werking van de lens L_2 bevat de faze ook nog een kwadratische term in x, maar deze kunnen we hier buiten beschouwing laten.) Deze bundel wordt weer door het raster afgebogen, en er ontstaat:

$$E_{(-1;-1)}=Af_{-1}^2\sin\left[\omega t+\frac{2\pi}{p}(-x-\xi)+\frac{2\pi}{p}(x-\xi)\right]$$
$$=Af_{-1}^2\sin\left[\omega t-2\frac{2\pi}{p}\xi\right]. \quad \ldots\ldots \quad (5a)$$

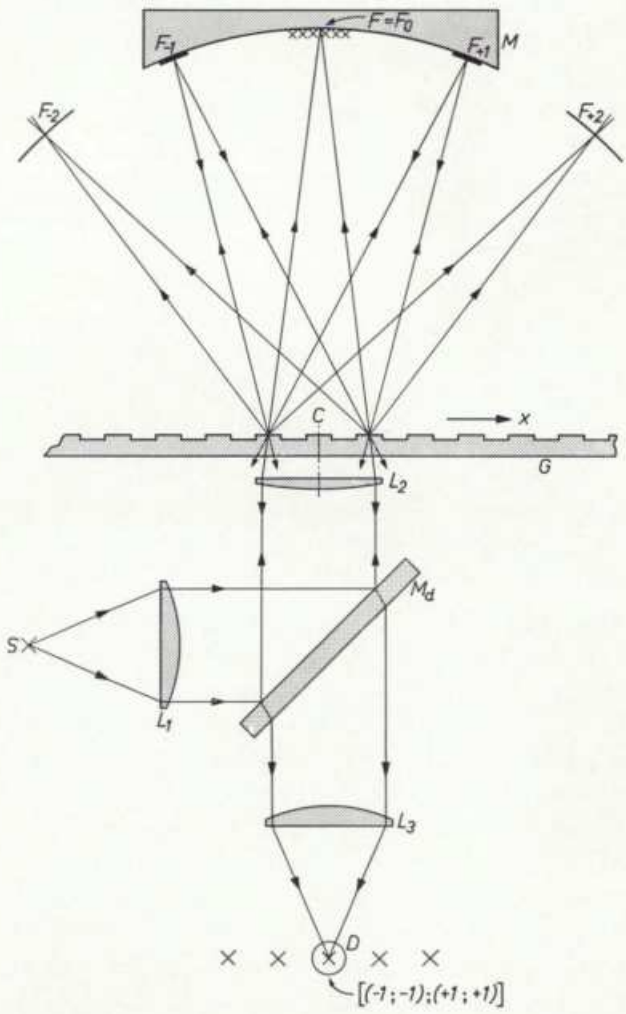


Fig. 3. Principeschema van de aftasting van een fazeraster G met behulp van een holle spiegel M die het raster afbeeldt op zichzelf. S lichtbron. M_d deelspiegel. D fotodetector.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Evenzo vindt men voor de andere bundel die de uittreeopening bereikt:

$$E_{(+1;+1)} = Af_{+1}^2 \sin\left[\omega t + 2\frac{2\pi}{p}\xi\right]. \quad . \quad (5b)$$

Indien de rasterprofilering symmetrisch is, heeft men $f_{-1} = f_{+1} = f_1$, zodat uit verg. (5a) en (5b) volgt:

$$E_{(-1;-1)} + E_{(+1;+1)} = 2\,Af_1^2 \sin\omega t \cos\left(2\frac{2\pi}{p}\xi\right), \quad . \quad . \quad (6)$$

dus de intensiteit is:

$$I(\xi) \sim A^2 f_1^4 \left[1 + \cos\left(4\frac{2\pi}{p}\xi\right)\right]. \quad . \quad (7)$$

Bij verplaatsing van het raster over een afstand ξ gelijk aan één periode p doorloopt dus het lichtsignaal *vier* volledige periodes. Deze stapverfijning is voor de helft te danken aan de superpositie van de buigingsmaxima met orde +1 en −1, zoals we reeds in het vorige hoofdstuk hebben gezien, en voor de andere helft aan het feit dat het licht *tweemaal* door het raster is afgebogen, nl. op de heenweg en op de terugweg.

Ter vergelijking is het nuttig erop te wijzen dat in eerder geconstrueerde meetsystemen met fazerasters de interferentie van de twee bundels met orde (0;0) en (1;1) wordt gebruikt [5], die door buiging aan een bewegend en vervolgens aan een vaststaand raster worden verkregen. Hierbij mist men de vermelde stapverfijning, die het mogelijk maakt voor een zelfde nauwkeurigheid te volstaan met een minder fijn raster. Bovendien echter heeft ons systeem nog een reeks andere voordelen, die merendeels erop berusten dat de interferentie van *symmetrisch afgebogen bundels* wordt gebruikt. Bij een symmetrisch rasterprofiel hebben de bundels (+1;+1) en (−1;−1) altijd een even grote amplitude, onafhankelijk van de golflengte van het licht, zodat het verkregen fotosignaal volledig gemoduleerd is. Voorts kunnen dank zij de symmetrie geen systematische meetfouten optreden als gevolg van eventuele kleine plaatsveranderingen van het raster loodrecht op zijn oppervlak. Het met de verplaatsing van het raster in de x-richting variërende fazeverschil van de interfererende bundels is tevens onafhankelijk van de golflengte, zoals we al hebben gezien: de opstelling werkt als een *achromatische interferometer*. We kunnen ten slotte hieraan toevoegen dat ook de richting van de uittredende bundels niet van de golflengte afhangt; dit komt doordat de dispersies van de afbuigingen op de heenweg en op de terugweg elkaar exact compenseren.

Er is wel dispersie in de plaats van de foci op de holle spiegel. Dit betekent dat bij gebruik van licht met een breed gebied van golflengten de foci zijn uitgerekt tot spectra. Hieraan zou men geen aandacht behoeven te schenken, daar de uittredende bundels immers juist weer dispersievrij zijn, ware het niet dat in het algemeen de tolerantie voor verplaatsingen van het raster loodrecht op zijn oppervlak (de „scherptediepte") ervan afhangt. Het blijkt nl. dat de modulatiediepte van het signaal afneemt als het rastervlak niet precies door het kromtemiddelpunt C gaat. Bij analyse blijkt dat dit verlies aan modulatiediepte niet alleen toeneemt met de hoekspreiding van de invallende bundel (bepaald door de afmetingen van de lichtbron S ten opzichte van de brandpuntsafstand van de lens L_1), maar ook met de dispersie in de afbuighoek. In ons bijzondere geval van symmetrisch afgebogen bundels echter blijkt ook deze laatste invloed afwezig te zijn.

Wij wijzen nog op twee bijzondere eigenschappen van het beschreven aftastsysteem. De eerste is, dat men — zoals in het algemeen bij aftasting met gebruik van een optisch afbeeldingssysteem — de werking van de spiegel kan opvatten als een *omgekeerd afbeelden* van het rasteroppervlak op ditzelfde vlak. (Nauwkeuriger gezegd: van de eerste harmonische van de rasterstructuur, aangezien alleen de buigingsmaxima van orde +1 en −1 worden gebruikt.) Daar deze afbeelding een omgekeerde is, zal een draaiing van het raster in zijn vlak om het punt C geen invloed uitoefenen op het fotosignaal. Dit is van groot belang, daar de rechtgeleiding van de rasterslede nooit geheel volmaakt is en de onderlinge evenwijdigheid van de rastergroeven over de volle lengte van het raster in de praktijk nooit volledig kan worden gerealiseerd (waaierfout, „fan error"). Deze onvolmaaktheden hebben dank zij de genoemde eigenschap bij een aftastsysteem met omgekeerde afbeelding geen invloed. Overigens is het een algemene eigenschap van de gebruikelijke rastermeetmethodes dat kleine *beschadigingen* van het raster (eventueel het geheel wegvallen van enige lijnen) geen volledig signaalverlies veroorzaken.

De tweede bijzondere eigenschap van de beschreven aftastmethode is, dat hierbij zeer gemakkelijk een *reflexieraster* in plaats van een transmissieraster kan worden gebruikt. Het gehele optische systeem kan dan aan één kant van het raster worden gehouden, wat constructieve voordelen biedt. Van deze mogelijkheid is in de praktische uitvoering, die we nu zullen beschrijven, gebruik gemaakt.

Praktische uitvoering van een aftastkop

In *fig. 4* is de uiteindelijke uitvoering van een aftastkop voor ons meetsysteem afgebeeld; in *fig. 5* is deze schematisch weergegeven. Aan de slede waarvan de verplaatsing moet worden gemeten is een reflexieraster met rasterperiode 8 μm bevestigd. Dit raster bestaat uit een glazen drager met opgedampte aluminiumlaag, waarin door een foto-etsprocédé rasterlijnen met kanteelvormig profiel zijn aangebracht. De etsdiepte

[5] H. de Lang, Ned. octrooi no. 112407, aangevraagd 21 jan. 1958.
D. A. Palmer, J. sci. Instr. **37**, 261, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

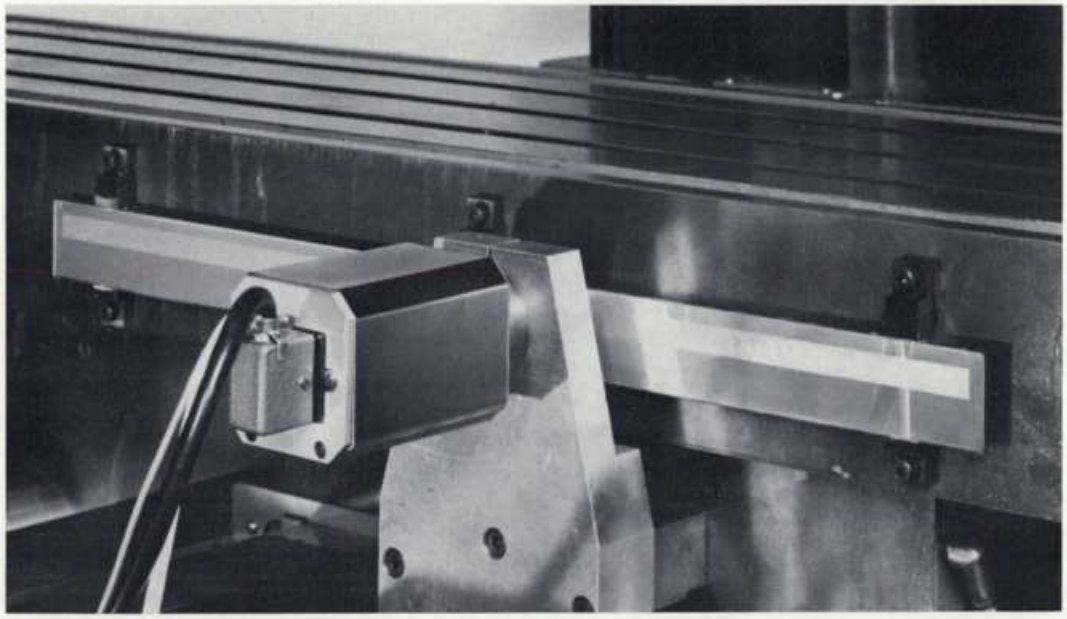
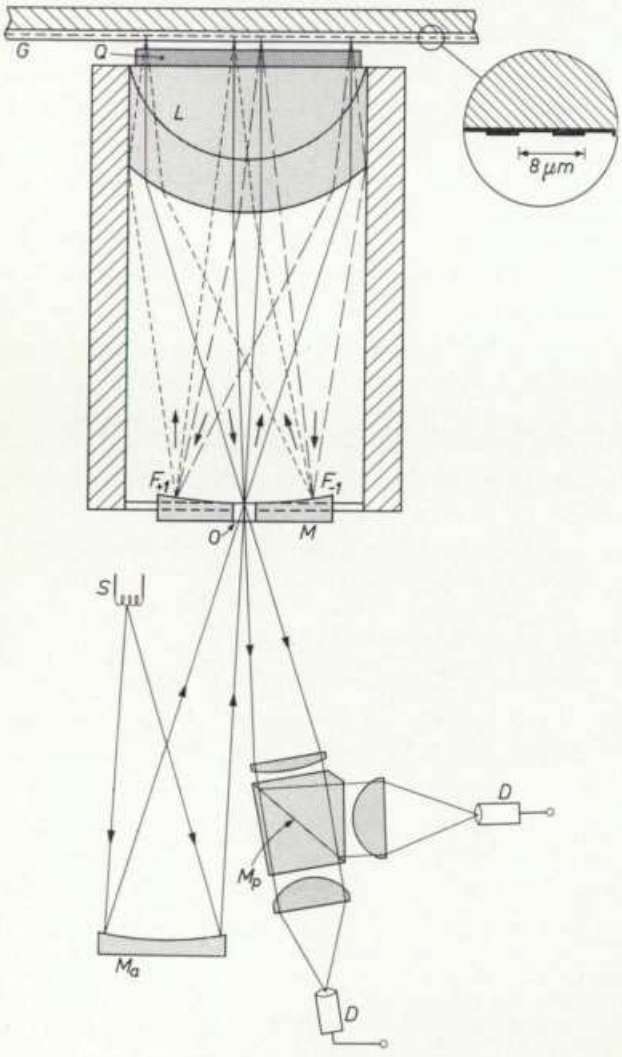


Fig. 4. Aftastkop en raster van het meetsysteem in de uiteindelijke vorm. Het systeem is hier gemonteerd op een numeriek bestuurde freesbank in de Philips Machinefabrieken.



bedraagt 0,37 μm. Ter voorkoming van beschadiging is op de aluminiumlaag een (ca. 1 mm dikke) glazen afdekplaat gekit.

Het afbeeldingssysteem is een combinatie van een holle spiegel, in het midden voorzien van een klein gat, met een platbol correctie-element, bestaande uit twee aaneengekitte componenten waarvan de sferische oppervlakken concentrisch zijn met de spiegel. Door een hulpspiegeltje wordt op het gat in de holle spiegel het licht van een gloeilamp gefocusseerd, dat via het correctie-element op het raster valt, en wel op het gedeelte dat zich in fig. 5 in de rechter helft van het gezichtsveld van de spiegel bevindt. Het door het raster afgebogen en gereflecteerde licht treft de spiegel in de foci F_{-1} en F_{+1}. De spiegel werpt dit licht terug naar het raster, maar naar de linkerhelft van zijn gezichtsveld (het

Fig. 5. Schematische voorstelling van het aftastsysteem in de uiteindelijke vorm. Het raster G, dat aan het zich verplaatsende voorwerp wordt bevestigd, is een reflexieraster, zodat alle optische elementen aan één zijde hiervan kunnen worden geplaatst. S lichtbron. M_a hulpspiegeltje dat de lens L_1 in fig. 3 vervangt. Het licht treedt door een opening O in de hoofdspiegel M het eigenlijke aftastsysteem binnen. Door M wordt een gedeelte van het raster op een ander gedeelte afgebeeld, via een tweedelige correctielens L, en het tweemaal door het raster afgebogen licht treedt door de opening O weer naar buiten. Wegens het verschil in in- en uittreerichting is nu geen deelspiegel als in fig. 3 nodig, maar het licht is door de kwartsplaat Q in twee onderling loodrecht gepolariseerde componenten gesplitst, die nu door een polarisatiescheidingsspiegel M_p gescheiden en door twee fotodetectors D afzonderlijk gedetecteerd worden. Hierdoor kunnen verplaatsingen van het raster vooruit en achteruit onderscheiden worden, terwijl verder door een rotatietrilling van de hoofdspiegel M met een vrij hoge frequentie de elektronische verwerking van de fotosignalen aanzienlijk wordt vergemakkelijkt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rechtergedeelte van het raster wordt dus op het linkergedeelte afgebeeld), waar het licht ten tweede male door het raster afgebogen en gereflecteerd wordt, zodanig dat de bundels (—1;—1) en (+1;+1) door het gat van de spiegel naar het fotodetectorsysteem gaan. Hier wordt ten slotte de interferentie waargenomen.

In essentie vertoont deze aftastkop dezelfde kenmerken als het optische systeem in fig. 3. Hij bevat echter nog enige extra voorzieningen, waardoor a) verplaatsingen van het raster vooruit en achteruit kunnen worden onderscheiden; b) ook bij stilstaand raster een signaal wordt verkregen; c) digitaal wordt geïnterpoleerd tot meetstappen van 1/16 rasterperiode, dus tot 0,5 μm. Deze voorzieningen worden nu in het kort besproken.

Tussen de aftastkop en het raster is een plaat Q aangebracht van kristallijn kwarts. De optische as van het kwartskristal staat onder 45° ten opzichte van het plaatoppervlak, waardoor het beeld dat het optisch afbeeldingssysteem van het ene rastergedeelte op het andere rastergedeelte ontwerpt in twee componenten met onderling loodrechte polarisatie wordt gesplitst. Deze twee afbeeldingen zijn door de dubbelbreking van het kwarts iets ten opzichte van elkaar verschoven, en door een geschikte dikte en oriëntatie van de kwartsplaat (die tweemaal wordt doorlopen) kan worden bereikt dat de verschuiving in de meetrichting 1/8 van de rasterperiode p bedraagt. Dit betekent dat het fazeverschil tussen de twee uittredende en interfererende buigingsbijdragen (—1;—1) en (+1;+1) voor de ene polarisatierichting een bedrag $\pi/2$ verschilt van dat voor de andere polarisatierichting. Immers, voor een onderlinge verschuiving van de beelden gelijk aan de periode van de tweede harmonische van de rasterstructuur, d.i. $\frac{1}{2}p$, zou het fazeverschil juist 2π bedragen. Door nu met een scheidingsspiegel M_p het licht naar de twee polarisatierichtingen te splitsen [6] en de twee deelbundels toe te voeren aan twee afzonderlijke fotodetectors, verkrijgt men *twee* fotosignalen s_1 en s_2, met een fazeverschil $\pi/2$:

$$s_1 = K_1 + L_1 \sin(8\pi\xi/p), \quad \ldots \quad (8a)$$

$$s_2 = K_2 + L_2 \cos(8\pi\xi/p); \quad \ldots \quad (8b)$$

hierbij zijn K_1, K_2, L_1, L_2 constanten.

Deze signalen leveren in principe reeds de mogelijkheid om de verplaatsing van het raster in digitale stappen van $p/16$ te meten, en tevens verplaatsingen vooruit en achteruit te onderscheiden, zoals we nog zullen zien. We passen echter nog een verdere kunstgreep toe, die de eigenlijke metingen in hoge mate vereenvoudigt: we laten de holle spiegel van het afbeeldingssysteem een harmonische rotatietrilling uitvoeren om een as evenwijdig met de rastergroeven, zodat de rasterafbeelding een harmonische lineaire trilling in de verplaatsingsrichting uitvoert. Zonder de trilling zouden de twee fotosignalen bij stilstaand raster stationair zijn en derhalve slechts met de omslachtige en in ons geval nauwelijks toereikende methodes van gelijkspanningsversterking verwerkt kunnen worden. Door de trilling worden de signalen s_1 en s_2 harmonisch in faze gemoduleerd en men krijgt, als Ω de hoekfrequentie en mp de amplitude van de trilling van het rasterbeeld is:

$$S_1 = K_1 + L_1 \sin\left[8\pi\left(\frac{\xi}{p} + m \sin \Omega t\right)\right], \quad (9a)$$

$$S_2 = K_2 + L_2 \cos\left[8\pi\left(\frac{\xi}{p} + m \sin \Omega t\right)\right]. \quad (9b)$$

Ook als ξ constant is, heeft men dus toch wisselspanningssignalen, die op normale wijze versterkt kunnen worden, waarna men door detectie van de nuldoorgangen de faze in eenheden $\pi/2$ digitaal kan meten (zie het volgende hoofdstuk).

Nog enkele opmerkingen over de optiek van de meetkop en met name over het hierin toegepaste correctie-element (L in fig. 5). Dit heeft verschillende functies. Ten eerste maakt het de stralengang ter plaatse van het raster telecentrisch, d.w.z. het uitwendige hoofdpunt van het systeem komt in het oneindige te liggen. Hierdoor is het aftastsysteem ongevoelig voor een eventuele kleine kanteling van het raster om een as in het rastervlak. Ten tweede — en deze functie is nog belangrijker — heft het correctie-element de aberraties van de holle spiegel over een groot veld op. Men kan gemakkelijk laten zien dat bij het afbeelden van het rasteroppervlak op zichzelf de aberraties van de spiegel aanleiding geven tot fouten in de fazebetrekking tussen de tot interferentie komende bundels, en dat zij daardoor de bij verplaatsing van het raster verkregen modulatie van het signaal verkleinen. De aberraties, uitgedrukt in optische weglengte, mogen derhalve slechts een fractie van de golflengte van het gebruikte licht bedragen. Met een enkelvoudige correctielens is reeds een zeer goede afbeelding over een groot gezichtsveld te verkrijgen [7]. Om echter aan de extreem hoge eisen te voldoen die hier worden gesteld, bleek het nuttig het correctie-element te splitsen in twee componenten van verschillende glassoorten, zoals in fig. 5 is aangeduid. Deze constructie heeft bovendien het belangrijke voordeel dat op eenvoudige wijze de vereiste correctie van de afbeelding van de lichtbron op de fotodetector wordt verkregen.

Alvorens op de digitale verwerking van de signalen S_1 en S_2 (verg. 9) in te gaan, is het misschien aardig te wijzen op de buitengewoon gevoelige detectie van verplaatsingen die met deze signalen mogelijk is. Is ξ in verg. (9) een geheel veelvoud van $\frac{1}{8}p$, dan is het oscillogram van b.v. het in faze gemoduleerde signaal S_2 een periodieke kromme met alleen even harmonischen. Bij een minieme verschuiving van het raster treden oneven harmonischen in het frequentiespectrum van S_2 op (van teken wisselend als men naar rechts of

[6] Dit kan op eenvoudige wijze worden bereikt met een dunnelaagjesspiegel. Zie noot [6] in deel II, dit nummer, blz. 169.

[7] J. Dyson, J. Opt. Soc. Amer. **49**, 713, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

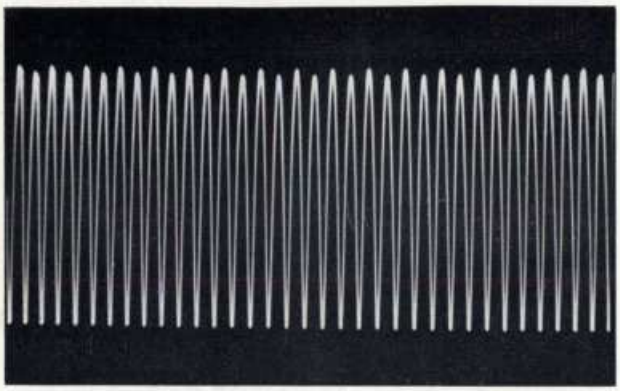


Fig. 6. Een zijstapje: registratie van het fazegemoduleerde signaal S_2 (verg. 9), ter illustratie van de mogelijkheid om desgewenst verplaatsingen van fracties van een nanometer te detecteren. In het afgebeelde geval week de rasterverplaatsing 5 nanometer af van een geheel veelvoud van $\frac{1}{8}p$.

naar links verschuift), hetgeen zich openbaart in een alternerende piekhoogte. *Fig. 6* is verkregen door een verschuiving over 5 nanometer. Met geschikte elektronische hulpmiddelen zou men op deze wijze zelfs verschuivingen van honderdste nanometers (fracties van 1 Å) kunnen detecteren en dus een bepaalde gemiddelde positie met uiterst grote nauwkeurigheid kunnen vastleggen.

De elektronische signaalverwerking

De wijze waarop in ons meetsysteem uit de fotoelektrische signalen de gewenste informatie wordt afgeleid zal hier in het kort worden behandeld, zonder in te gaan op details, zoals de gebruikte logische schakelingen, de bouw van de versterkers, enz. De verwerking is te verdelen in twee stappen: de digitale aanwijzing, en de desgewenst uit te voeren analoge interpolatie.

De digitale meting

We beschrijven eerst de, min of meer conventionele, methode volgens welke uit de signalen s_1 en s_2 van verg. (8) — afkomstig van een rastermeetsysteem *zonder* trilling van de spiegel — de digitale informatie over de verplaatsing en de informatie over de verplaatsingsrichting kan worden verkregen.

Uit de signalen moet men met behulp van een compensatiemethode waaraan twee extra-fotocellen en twee verschilversterkers te pas komen de constanten K_1 en K_2 elimineren. Na versterking en begrenzing, waardoor ook de verschillen in L_1 en L_2 onmerkbaar worden, heeft men dan twee signalen s_{11} en s_{21}, die, bij eenparige verplaatsing van het raster, als functie van de tijd variëren b.v. volgens *fig. 7a*. Deze signalen worden in een aparte schakeling gedifferentieerd, waardoor men tevens twee uit afwisselend positieve en negatieve impulsen bestaande signalen s_{1d} en s_{2d} ter beschikking krijgt; zie fig. 7*b*. Gelden fig. 7*a* en *b* voor een verplaatsing naar rechts, dan zullen bij een verplaatsing naar links signalen volgens *fig. 8a* en *b* worden verkregen: voor de signalen s_{11} en s_{21} is alleen de tijdas omgekeerd, maar voor de gedifferentieerde signalen tevens de ordinaat.

We voeren nu de impulsen s_{1d} en s_{2d}, die bij iedere nuldoorgang van s_{11} en s_{21} optreden, aan een digitale teller toe, die bij elke impuls een stap vooruit of achteruit kan tellen. Maken we de telrichting op geschikte wijze afhankelijk van de polariteit van het signaal s_{11} of s_{21} dat op het ogenblik van de telimpuls aanwezig is, dan kunnen we bereiken dat de teller voor de signalen getekend in fig. 7 altijd vooruit telt, voor de signalen getekend in fig. 8 altijd achteruit. Men verifieert gemakkelijk dat de volgende „waarheidstabel" geldt:

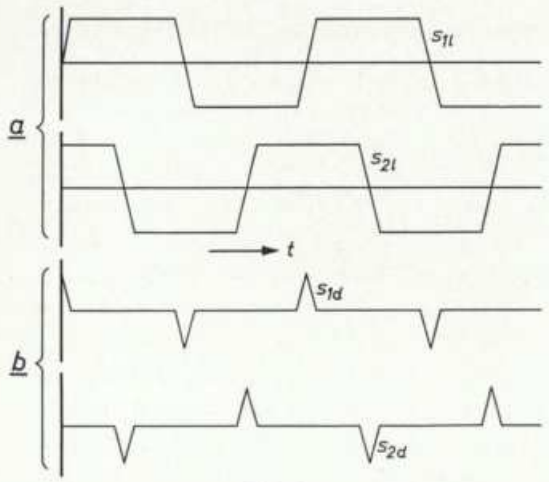


Fig. 7

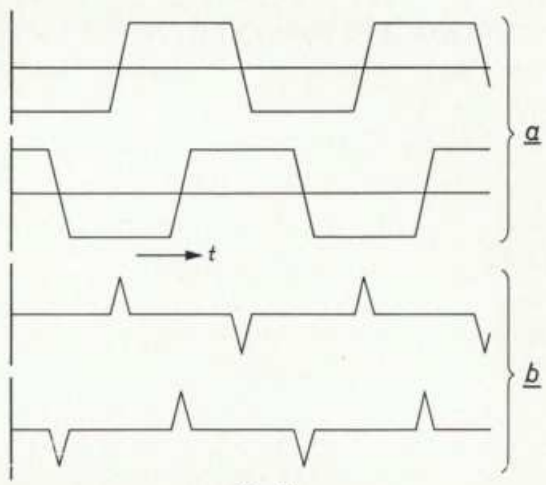


Fig. 8

Fig. 7. Als functie van de tijd zijn uitgezet de uit de twee fotocellen gedurende een verplaatsing verkregen signalen, *a*) na versterking en begrenzing, *b*) na hierop volgende differentiatie. Een gehele periode van de signalen beantwoordt aan een verplaatsing over $\frac{1}{4}p$.

Fig. 8. Als fig. 7, bij een verplaatsing in tegenovergestelde richting.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

	vooruit	achteruit
s_{1d} positief	s_{2l} positief	s_{2l} negatief
s_{1d} negatief	s_{2l} negatief	s_{2l} positief
s_{2d} positief	s_{1l} negatief	s_{1l} positief
s_{2d} negatief	s_{1l} positief	s_{1l} negatief

Het decoderen van de signalen volgens deze tabel is met logische schakelingen eenvoudig te realiseren. Gedurende één signaalperiode, d.i. zoals we bij de afleiding van verg. (8) hebben gezien gedurende een verplaatsing over $\frac{1}{4}$ van de rasterperiode p, krijgen we blijkens fig. 7 (of 8) vier telimpulsen. De teller geeft dus de verplaatsing digitaal aan in eenheden $p/16$, d.i., bij de door ons gebruikte rasterperiode, in eenheden van 0,5 μm.

Deze methode om de gewenste informatie uit de signalen s_1 en s_2 te halen zou goed voldoen als het mogelijk was de constanten K_1 en K_2 inderdaad op de genoemde wijze te elimineren. Hiertoe zou men over identieke fotocellen en in het geheel niet verlopende gelijkstroomversterkers moeten beschikken. In de praktijk is dit niet het geval; storend zijn vooral de verschillen in temperatuurafhankelijkheid van de fotocellen. Deze moeilijkheid was de reden voor het invoeren van de in het voorgaande beschreven kunstgreep om de holle spiegel van het aftastsysteem te laten trillen: de signalen worden daardoor omgezet in wisselstroomsignalen S_1, S_2 volgens verg. (9), en door deze te verwerken via normale wisselstroomkoppelingen worden de gelijkstroomcomponenten K_1, K_2 vanzelf geëlimineerd.

Hoe gebeurt in dit geval de verdere signaalverwerking? In de eerste plaats worden weer door versterking, begrenzing en differentiëren soortgelijke signalen S_{1l}, S_{2l}, S_{1d}, S_{2d} afgeleid als hierboven, en deze leveren bij decoderen met dezelfde waarheidstabel weer de nodige telimpulsen. Het nieuwe echter is dat door het trillen van de spiegel de teller ook bij stilstand van het raster voortdurend telimpulsen krijgt, en wel bij de zwaai van de spiegel naar de ene kant een aantal impulsen vooruit, en bij het terugzwaaien even veel impulsen achteruit. (Men kan dit gemakkelijk inzien als men bedenkt dat voor het optische systeem een verplaatsing van het raster en een draaiing van de spiegel equivalent zijn, afgezien van secundaire effecten.) We geven nu de spiegel een zodanige trillingsamplitude dat bij stilstand de stroom meetimpulsen bestaat uit afwisselend 7 impulsen vooruit en 7 impulsen achteruit; uiteraard is de herhalingsfrequentie hiervan gelijk aan de trilfrequentie $f = \Omega/2\pi$ van de spiegel (zie verg. 9). In het blokschema *fig. 9* ziet men dat deze stroom impulsen, op de beschreven wijze verwerkt en wat betreft richting gedecodeerd, niet rechtstreeks aan de teller C wordt toegevoerd, maar aan een hulpteller H, die 8 standen kent, nl. -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4. De hulpteller houdt de poorten G_a en G_b naar de hoofdteller gesloten, behalve in de standen 4 en -3: in de eerste stand opent hij G_a, in de tweede G_b.

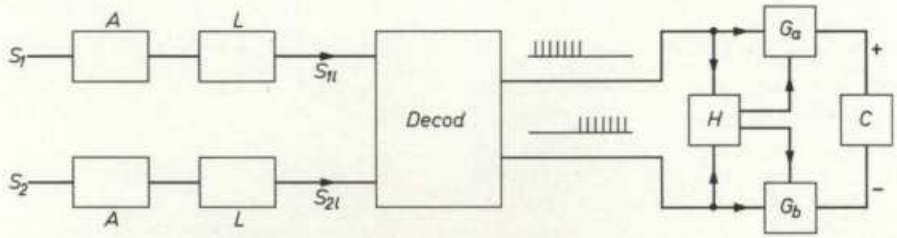


Fig. 9. Blokschema van de schakeling voor digitale verwerking van de fotodetectorsignalen S_1 en S_2. *A* versterkers. *L* begrenzers. In de schakeling *Decod* worden de signalen gedifferentieerd en vindt decodering plaats volgens de in de tekst gegeven waarheidstabel, hetgeen betekent dat beweging vooruit per afgelegde afstand $p/16$ een positieve impuls veroorzaakt, beweging achteruit een negatieve impuls. Hierop gesuperponeerd worden door het trillen van de spiegel telkens 7 impulsen „vooruit" en 7 „achteruit" gegeven, die in de hulpteller H worden geteld en resp. de poorten G_a en G_b openen om de overloopimpulsen door te laten. Alleen deze worden dus in de hoofdteller C geteld en leveren zodoende rechtstreeks de digitale indicatie van de verplaatsing in eenheden $p/16$, mèt de juiste richting.

Bij stilstand van het raster telt de hulpteller voortdurend heen en weer tussen de standen $+4$ en -3. Het periodiek openen van G_a heeft geen consequenties (en evenmin het openen van G_b), daar na het bereiken van stand 4 de hulpteller geen positieve impuls meer ontvangt, die via G_a de hoofdteller zou bereiken. De hoofdteller staat dus stil en houdt de laatst verkregen informatie over de positie van het raster vast.

Maakt nu het raster een beweging „vooruit", met een snelheid van b.v. juist $p/16$ per trillingsperiode $(2\pi/\Omega)$ van de spiegel, dan ontvangt de hulpteller in de tijd $2\pi/\Omega$ niet 14 maar 15 impulsen, en wel afwisselend 8 vooruit en 7 achteruit. Telkens na het bereiken van stand 4 is er dus één overloop-impuls die door de dan geopende poort G_a wordt doorgegeven aan de hoofdteller — de hulpteller blijft in stand 4 staan zolang er nog geen achteruit-impuls komt. In het genoemde geval telt derhalve de hoofdteller één stap ($= 1/16$ rasterperiode) per tijd $2\pi/\Omega$ vooruit.

Bij een langzamere beweging van het raster zal de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hulpteller enige malen heen en weer tellen voor er een overloop-impuls doorgegeven wordt; bij een veel snellere beweging worden er bij één heen- en weergang van de hulpteller verscheidene overloop-impulsen doorgegeven. De maximale snelheid waarbij de hoofdteller een betrouwbare indicatie geeft is *niet* beperkt door de trilfrequentie van de spiegel zoals men misschien zou denken: is de beweging van het raster sneller dan overeenkomt met de schijnbare heen- en weerbeweging die beantwoordt aan de spiegeltrilling, dan ontvangt de hulpteller voortdurend impulsen in één richting, alleen afwisselend meer en minder per halve spiegelperiode, en *alle* impulsen gaan dus door naar de hoofdteller. De grens wordt dan ook alleen gesteld door de frequentie-eigenschappen van de gebruikte fotocellen en schakelingen. Bij een rastersnelheid van 50 cm/s is de nodige telfrequentie 1 MHz, een niet moeilijk te realiseren waarde. Met het oog op storende mechanische trillingen kiezen we de spiegelfrequentie vrij hoog, b.v. $\Omega = 10^4$ rad/s, d.i. 1500 trillingen per seconde.

Om de boven vermelde keuze van de spiegelamplitude, die leidt tot het telkens 7 stappen vooruit en achteruit tellen, te motiveren, moeten wij verg. (9) wat nader bekijken. We beschouwen de term $\cos [8\pi(\xi/p + m \sin \Omega t)]$ in verg. (9b). Deze is van dezelfde vorm als (1) en is te ontwikkelen in de volgende reeks (analoog met (2)):

$$\left[J_0(8\pi m) + 2\,J_2(8\pi m)\cos 2\Omega t + \ldots\right]\cos\frac{8\pi\xi}{p} + \left[2\,J_1(8\pi m)\sin\Omega t + 2\,J_3(8\pi m)\sin 3\Omega t + \ldots\right]\sin\frac{8\pi\xi}{p}.$$

Hierin zijn J_0, J_1, ... Bessel-functies. Uit de reeks blijkt dat er bij stilstaand (of langzaam bewegend) raster behalve K_1 nog een gelijkstroomcomponent (of quasi-gelijkstroomcomponent) $J_0(8\pi m)\sin(8\pi\xi/p)$ in het signaal aanwezig is, die bij de wisselstroomversterking in principe geëlimineerd wordt. Bij bruuske snelheidsverandering echter kan de component dan door inschakelverschijnselen in de wisselstroomversterker tot een foutieve informatieverwerking leiden. We vermijden dit door voor de spiegelamplitude m een waarde te kiezen waarvoor $J_0(8\pi m) = 0$ is. Dit is voor oneindig vele waarden m het geval; de kleinste is $m_1 = 2{,}43/8\pi$ rad $\approx 140°$, de daarop volgende $m_2 = 5{,}53/8\pi$ rad $\approx 317°$. Wij hebben $m = m_2$ gekozen, waarbij ongeveer 7 tellen vooruit en 7 achteruit per spiegelperiode worden gedaan (het zijn er natuurlijk niet precies 7, maar dat doet aan de functie van de hulpteller niets af; men ziet dit het gemakkelijkst voor het geval van een snelle verplaatsing, waar het heen en weer tellen slechts als een periodieke versnelling en vertraging van de stroom overloop-impulsen naar de hoofdteller merkbaar wordt). De keuze $m = m_1$ was ook bruikbaar geweest, maar minder gunstig o.a. in verband met de analoge interpolatie (zie hieronder).

Behalve de term met $J_0(8\pi m)$ kan theoretisch ook de term $2\sin(8\pi\xi/p)\,J_1(8\pi m)\sin\Omega t$ een storing veroorzaken. Deze term kan men nl. schrijven als:

$$J_1(8\pi m)\left[\cos\left(\Omega t - \frac{8\pi\xi}{p}\right) - \cos\left(\Omega t + \frac{8\pi\xi}{p}\right)\right].$$

Treedt er toevallig een rastersnelheid $\xi/t = p\Omega/8\pi$ op, dan krijgt de eerste helft van de term de constante waarde $J_1(8\pi m)$, men heeft dus wederom een gelijkstroomcomponent. Deze is voor $m = m_1$ ca. $1\frac{1}{2}\times$ zo sterk als voor $m = m_2$ (de J_1-waarden zijn resp. 0,51 en −0,34). We hebben de storing, die in ons geval, met $p = 8$ µm en $\Omega = 10^4$ rad/s, kan optreden bij een snelheid van ca. 3 mm/s, inderdaad kunnen aantonen, doch in de praktijk blijkt zij geen last te veroorzaken.

De analoge interpolatie

Voor vele gevallen zal de digitale indicatie van een bereikte positie in eenheden 0,5 µm voldoende nauwkeurig zijn. Door interpolatie van de digitale meetstappen is een verdere verfijning mogelijk, en bij de huidige kwaliteit van de rasters is een verfijning met b.v. een factor 10 wel degelijk zinvol. Hiertoe is een methode uitgewerkt, die we zullen beschrijven aan de hand van *fig. 10*.

In deze figuur is uitgezet als functie van de tijd de faze $\varphi/8\pi$ van de signalen S_1, S_2, zoals deze bij stilstaand raster varieert door het trillen van de spiegel. Daarbij doorloopt de hulpteller al zijn mogelijke standen van −3 tot +4, hetgeen in de figuur door de ordinaatverdeling met de horizontale stroken is aangegeven.

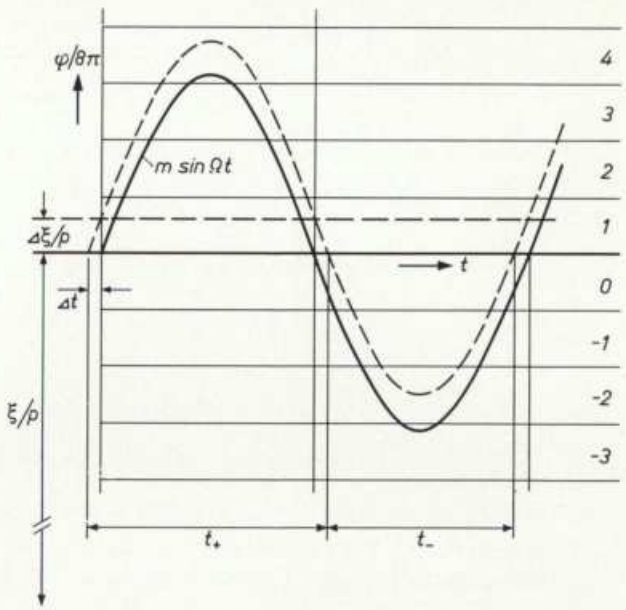


Fig. 10. Ter toelichting van de toegepaste interpolatiemethode.

Voor een rasterpositie die exact beantwoordt aan een verspringen van de hoofdteller ($\xi = np/16$, n een geheel getal, interpolatiefactor nul) geldt de getrokken kromme. Deze is symmetrisch ten opzichte van de as $\varphi/8\pi = \xi/p$, de hulpteller staat even lang in de standen +1, +2, +3, +4 als in 0, −1, −2, −3. Is het raster een afstand $\Delta\xi$ verplaatst, dan geldt b.v. de gestippelde kromme, de hulpteller vertoeft dan langer in de standen +1 ... +4 dan in de overige. We geven nu de hulpteller voor elk van de standen +1 ... +4 een eigen uitgang en verbinden deze uitgangen alle aan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een OF-schakeling (*fig. 11*): op de uitgang hiervan verschijnt een spanning van constante waarde 1 indien op één (of meer) van de ingangen het hulptellersignaal aanwezig is. Men verkrijgt dus een blokvormige spanning, die alleen bij $\Delta\xi = 0$ even lang de waarde 1 als de waarde 0 heeft, en waarvan eenvoudig de gemiddelde waarde een maat voor de gevraagde $\Delta\xi$ is. Deze waarde kan men met behulp van een laagdoorlatend filter bepalen; als zodanig kan ook rechtstreeks een draaispoelmeter fungeren, op welks schaal men dan de interpolatiefactor afleest.

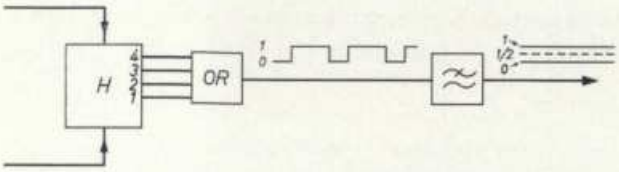


Fig. 11. Schakeling voor de interpolatie, d.w.z. voor bepaling van $\pm \Delta\xi$, gelegen tussen 0 en $\pm p/32$. De standen $+1 \ldots +4$ van de hulpteller H in fig. 9 hebben ieder een eigen uitgang; deze uitgangen zijn verbonden met een OF-schakeling (OR). De gemiddelde waarde van de uitgangsspanning hiervan is een maat voor $\Delta\xi$.

De interpolatie is niet geheel exact, maar de fout is uiterst klein. Hij is als volgt te berekenen.

De gemiddelde waarde van de blokspanning, die met de inrichting volgens fig. 11 wordt bepaald, is in feite een maat voor het verschil tussen de tijden t_+ en t_-, gedurende welke de faze $\varphi/8\pi$ van het signaal resp. groter en kleiner dan ξ/p is (zie fig. 10); dit komt neer op meting van de kleine tijd Δt. In fig. 10 ziet men dat de gevraagde verplaatsing $\Delta\xi$ samenhangt met Δt volgens:

$$\frac{\Delta\xi}{p} = m \sin(\Omega\Delta t),$$

terwijl bij het interpoleren het verband tussen $\Delta\xi$ en Δt als rechte lijn wordt beschouwd (met een helling gelijk aan de beginhelling van de sinuslijn):

$$\frac{\Delta\xi}{p} = m\Omega\Delta t.$$

Daar we met interpoleren slechts hoeven te gaan tot $\Delta\xi = p/32$ (midden tussen twee „digitale" rasterstanden), is de maximaal optredende interpolatiefout het relatieve verschil tussen $1/(32\,m)$ en arc sin $[1/(32\,m)]$. Bij de gekozen spiegelamplitude $m = m_2 = 5{,}53/8\pi$ is dit een fout van 0,35% (bij $m = m_1 = 2{,}43/8\pi$ zou de fout 1,9% bedragen). Theoretisch — als er geen rasterfouten enz. waren — zou men op deze wijze dus met de interpolatie tot een factor 300 mogen gaan; voor een interpolatiefactor 10 is de toegepaste methode derhalve ruimschoots nauwkeurig genoeg.

Belangrijk is dat de beschreven interpolatiemethode uitsluitend gebruik maakt van de *fazehoek* van de signalen S_1 en S_2, en niet van hun amplitude: de uitkomst is dus, evenals in de eerst beschreven digitale meting, geheel onafhankelijk van variaties van fotocel-eigenschappen enz. door temperatuurverloop en andere invloeden.

De uiteindelijke indicatie van de rasterpositie wordt gecombineerd uit de digitale indicatie in eenheden $p/16$, d.i. in ons geval 0,5 μm, en de aflezing, b.v. op een draaispoelmeter, van een continu tussen —0,25 en +0,25 μm variërende waarde die bij de digitale indicatie opgeteld moet worden. Desgewenst kan men dit interpolatiegedeelte ook aan een analoog-digitaalomzetter toevoeren en dan, als men met een interpolatiefactor 10 werkt, de positie geheel digitaal aangeven in eenheden van 0,05 μm.

Een andere, voor de praktijk soms zeer belangrijke gebruiksmogelijkheid van het geïnterpoleerde meetsignaal is, dat dit als regelsignaal in een gesloten regelkring kan dienen waarmee men de slede van de machine waaraan het raster bevestigd is zeer nauwkeurig op een gecommandeerde positie *stil* kan laten staan [8]. In een gesloten regelkring met alleen digitale meetinformatie blijkt nl. in de praktijk — en ook uit theoretische beschouwingen — dat de slede steeds een trillende beweging over maximaal een meeteenheid heen en weer blijft maken. Voor een nauwkeurige draaibank b.v. is die ontoelaatbaar, ook al heeft men de meeteenheid gereduceerd tot 0,5 μm.

Toepassingen en verdere ontwikkelingen

Over de toepassing van het beschreven meetsysteem in een precisiewerktuigmachine en in een repeteercamera voor het maken van fotomaskers voor geïntegreerde schakelingen is in de aangehaalde recente publikaties in dit tijdschrift [1] [2] het een en ander gezegd. De rasters hebben hierbij een periode van 8 μm, bij een totale lengte van resp. 20 en 6 cm. Bij de repeteercamera wordt voor de (intermitterende) verplaatsing in één coördinatenrichting een meting met interpolatie tot 0,05 μm toegepast. Bij de (continue) verplaatsing in de daarop loodrechte coördinatenrichting wordt het desbetreffende meetsignaal dynamisch gebruikt voor het op de juiste plaatsen ontsteken van de flitslampen; de daarbij bereikte nauwkeurigheid, die afhangt van de trillingsfrequentie van de spiegel en de snelheid van de slede, bedraagt 0,12 μm [2].

Een rastermeetapparaat volgens het hier beschreven systeem, ten gebruike bij numeriek bestuurde werktuigmachines, zal binnenkort door Philips in de handel worden gebracht.

Bij een verdere ontwikkeling van het beschreven apparaat zal het wellicht dienstig zijn de mechanische trilling van de spiegel, met de bezwaren van dien (mogelijke drift van de evenwichtsstand en beperking van de trillingsfrequentie), te vervangen door toepassing van een elektro-optisch effect: het is hierbij mogelijk het fazeverschil tussen twee onderling loodrecht

[8] Ook het in fig. 6 geïllustreerde verschijnsel, toegepast als instelkenmerk, kan hiervoor worden gebruikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gepolariseerde componenten van een lichtbundel een sinusvormige modulatie te geven door een elektrisch wisselveld, al zijn hiervoor bij de huidige elektro-optische materialen nog vrij hoge elektrische spanningen vereist.

Een andere toekomstmogelijkheid is de combinatie van het aftastsysteem van het raster met een regelsysteem, waardoor de groeven van het raster als *rechtgeleiding* worden gebruikt: dit is wellicht een gemakkelijker, en bij extreme nauwkeurigheidseisen betere, oplossing dan de mechanische sledegeleidingen. Er kan ook gedacht worden aan combinatie van twee dergelijke systemen met rasters met onderling loodrechte groeven (of zelfs aan vereniging van deze twee rasters in één dambordpatroon) ten behoeve van een nauwkeurige tweedimensionale positionering, die b.v. in de genoemde repeteercamera maar ook op vele andere plaatsen in de techniek te pas komt.

Samenvatting. Voor het zeer nauwkeurig meten van verplaatsingen tot enkele decimeters is een methode ontwikkeld die gebruik maakt van een enkel reflecterend fazeraster, met rasterperiode b.v. 8 μm. Dit raster, bevestigd aan het bewegende voorwerp, wordt afgetast door een vaststaande meetkop, die een optisch systeem bevat met een holle spiegel waardoor het raster wordt afgebeeld op zichzelf. Een lichtbundel ondergaat daardoor *tweemaal* buiging door het raster, en men laat de tweemaal in de orde +1 afgebogen bundel interfereren met de tweemaal in de orde −1 afgebogen bundel. Dit levert een stapverfijning met een factor 4. Door dit alles uit te voeren met twee invallende lichtbundels van onderling loodrechte polarisatie en de signalen 1/16 rasterperiode onderling te verschuiven, krijgt men nog eens een stapverfijning met een factor 2, en door telling van de nuldoorgangen van de beide signalen wordt de verplaatsing derhalve digitaal gemeten in eenheden van 1/16 rasterperiode, d.i. 0,5 μm, terwijl ook tussen verplaatsingen vooruit en achteruit wordt onderscheiden. Aan de holle spiegel wordt een trillende beweging gegeven. Hierdoor behoeven de elektronische schakelingen voor de digitale indicatie en de interpolatie alleen wisselstroomsignalen te verwerken en valt de indicatie niet weg bij stilstaand raster. Tot slot wordt beschreven hoe met eenvoudige middelen een interpolatie kan worden gerealiseerd met b.v. een factor 10 of desgewenst nog hoger.

II. Interferometrische verplaatsingsmeting met een laser

H. de Lang en G. Bouwhuis

De interferometrische verplaatsingsmeting vormt de nauwkeurigste methode voor het bepalen van een lengte. Hiervan getuigt o.a. het feit dat de internationaal gestandaardiseerde eenheid van lengte interferometrisch is gedefinieerd: 1 meter = 1 650 763,73 golflengten in vacuüm van een bepaalde spectrumlijn van het kryptonisotoop ^{86}Kr.

Bij de klassieke opstelling voor interferometrische lengtemeting laat men twee lichtgolven die van dezelfde bron afkomstig en derhalve (tot op zekere hoogte) coherent zijn, maar die men met behulp van spiegels verschillende wegen heeft laten doorlopen, met elkaar interfereren. De resulterende intensiteit hangt af van de relatieve faze der golven en zal dus periodiek variëren als men de optische weglengte voor een der beide golven b.v. door verplaatsing van een der spiegels continu laat toe- of afnemen. Een periode komt hierbij overeen met een weglengteverandering ter grootte van één golflengte van het licht.

Ook voor de uiterst precieze digitale verplaatsingsmetingen in de techniek, waarover in het voorafgaande artikel (I) is gesproken, is toepassing van een dergelijke directe interferometrische methode — waarbij dus geen raster en geen buigingsverschijnselen als in I te pas komen — zeer aanlokkelijk. De golflengte treedt daarbij als natuurlijke digitale meeteenheid op. De praktische mogelijkheid voor deze toepassing is geopend door de komst van de laser. De eisen die aan de coherentielengte (kleine frequentiebreedte) en de plaatselijke coherentie (scherpe bundeling) van het licht worden gesteld als men wegverschillen tot ettelijke decimeters wil meten, leidden bij de vroeger gebruikte quasi-monochromatische lichtbronnen tot zeer geringe intensiteiten. Deze waren veel te klein voor metingen buiten het laboratorium, zelfs bij gebruik van foto-elektrische detectiemiddelen. Bij een gaslaser komt men gemakkelijk, zelfs bij bescheiden totaal vermogen, tot 10^6 maal hogere intensiteiten, daar de straling van nature scherp gebundeld is. Doordat bovendien de coherentielengte vrijwel ongelimiteerd is, is het hiermee mogelijk wegverschillen van vele meters te meten.

Gebruik makende van een helium-neon-laser, is in dit

Dr. H. de Lang en G. Bouwhuis, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

laboratorium een opstelling voor verplaatsingsmetingen ontwikkeld, die hieronder zal worden beschreven (zie *fig. 1*). De opstelling bezit geheel analoge goede eigenschappen als het in I beschreven raster-meetapparaat, zoals: nauwkeurigheid tot fracties van een micron, eenvoudige digitale indicatie, onderscheiding van verplaatsing vooruit en achteruit, enz. De opstelling kan uitzetting van het raster een bezwaar kunnen zijn (bij de in dit tijdschrift beschreven repeteercamera [1] was overigens het tegendeel het geval!), terwijl voor andere het feit dat de laser-interferometer ook de brekingsindex-veranderingen van de lucht langs de weg van het licht „meet" bezwaarlijk zal zijn. De laser-interferometer gaat verder mank aan een *niet-metrische* digitale

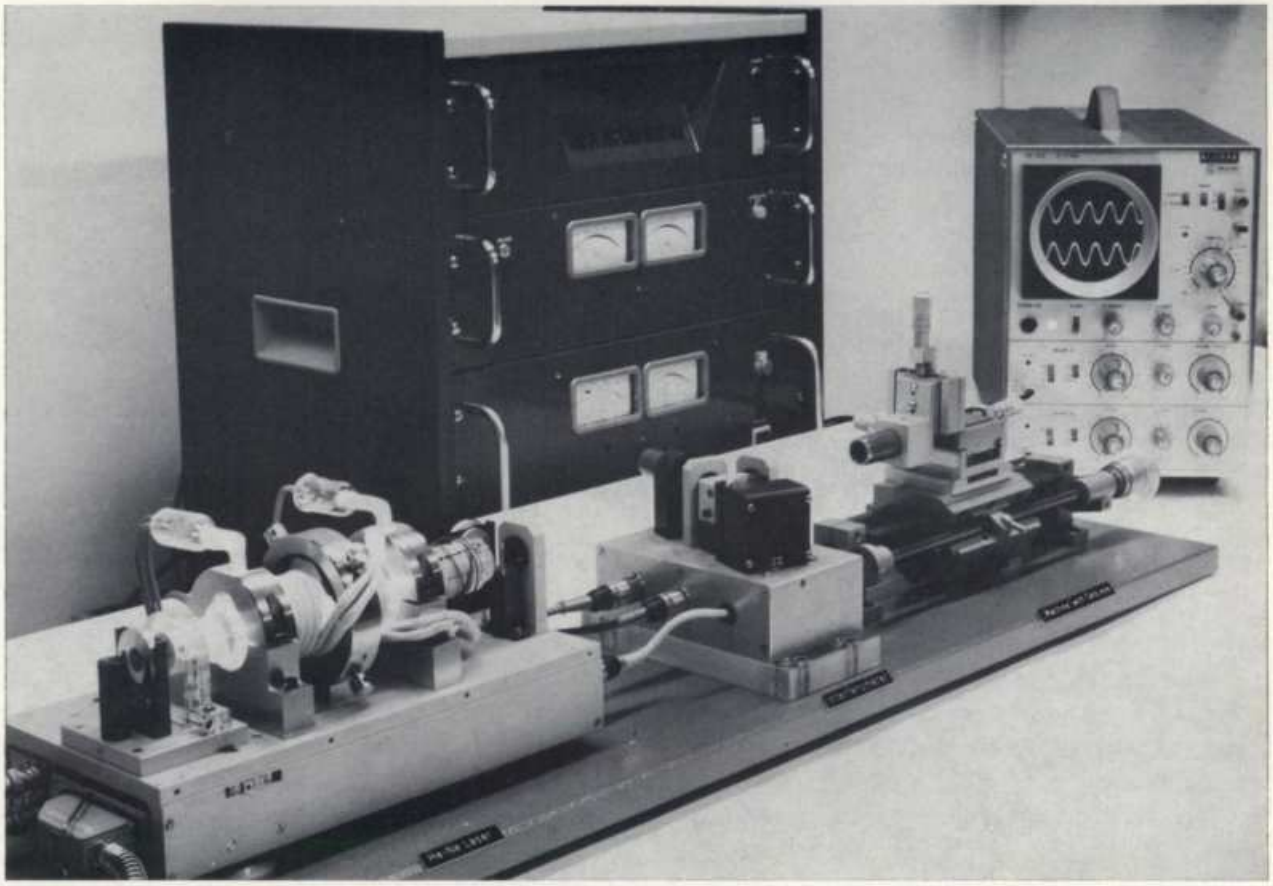


Fig. 1. Opstelling voor zeer nauwkeurige verplaatsingsmeting met een gestabiliseerde helium-neon-laser. (Deze opstelling is op de Physics Exhibition 1969 te Londen gedemonstreerd.)

dan ook voor soortgelijke doeleinden worden gebruikt, hoewel de meetgebieden waarvoor de toepassing aantrekkelijk is duidelijk verschillen. Het laser-meetapparaat is in vergelijking met het raster-meetapparaat voorlopig nog vrij kostbaar. Bij kleine verplaatsingen, tot b.v. 25 cm, is daarom het raster-meetapparaat op zijn plaats; voor een grote slag daarentegen, groter dan b.v. 50 cm, wordt het maken van een raster wel erg moeilijk of zelfs praktisch onmogelijk, zodat de laser-interferometer het dan zal winnen. Bijkomende eigenschappen kunnen de keuze bepalen waar de toepassingsgebieden van de beide methodes elkaar overlappen. Zo zal voor sommige toepassingen de thermische meetstap (nl. de lichtgolflengte of een fractie daarvan), waar weer tegenover staat dat deze meetstap gemakkelijk 5× fijner kan zijn dan bij de raster-meetmethode, zodat men eventueel geheel zonder interpolatie zal kunnen werken. Een ander gezichtspunt — puur mechanisch, maar soms misschien doorslaggevend — is dat een raster stevig aan het voorwerp waarvan men de verplaatsing wil meten moet worden bevestigd. Niet elk voorwerp laat dit toe, terwijl het nauwelijks ooit een probleem kan zijn een oppervlakje van het

[1] F. T. Klostermann, Een repeteercamera voor het maken van fotomaskers voor geïntegreerde schakelingen, Philips techn. T. **30**, 57-70, 1969 (no. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voorwerp, eventueel door bedampen, tot spiegel in te richten.

Bij de beschrijving van onze laser-interferometer moeten we de aandacht richten op twee geheel gescheiden gedeelten van de apparatuur: de als lichtbron dienende helium-neon-laser, en de eigenlijke interferometeropstelling.

Stabilisatie van de laserfrequentie

Door de justering van de spiegelcombinatie van onze gaslaser [2] wordt één bepaalde trillingswijze (lasermode) geselecteerd, en de straling hiervan is, zoals bekend, beperkt tot een uiterst smal frequentiegebiedje, zodat we eenvoudigheidshalve van „de" laserfrequentie kunnen spreken. Deze frequentie is bepaald door de afstand tussen de spiegels en zou (bij constant gehouden temperatuur enz.) zeer goed constant blijven, maar de waarde ervan is daarmee nog niet vastgelegd: de spectrumlijn van het gas waarop de laserwerking optreedt, b.v. de neonlijn met golflengte 1,15 μm, heeft door het Doppler-effect van de gasmoleculen een breedte van b.v. 4×10^{-6} μm, waarbinnen de veel smallere lasermode een willekeurige plaats kan krijgen, zodat zijn frequentie met meer dan $1 : 10^6$ kan varieren. Voor onze verplaatsingsmetingen, waarbij de golflengte immers de meetstap bepaalt, is het noodzakelijk de laserfrequentie op een bepaalde plaats in het Doppler-profiel te fixeren, met een nauwkeurigheid van b.v. $1 : 10^7$ als we verplaatsingen van 1 meter op 0,1 μm nauwkeurig willen meten.

Daartoe hebben wij een reeds in 1964 in dit laboratorium ontwikkelde [3] stabilisatiemethode toegepast, die gebruik maakt van het Zeeman-effect. De He-Ne-laser wordt geplaatst in een axiaal magneetveld. Elke spectrumlijn, dus ook onze neonlijn, wordt hierdoor gesplitst in twee tegengesteld circulair gepolariseerde componenten, ieder met zijn eigen Doppler-profiel; zie *fig. 2*. Ook de lasermode splitst zich in twee componenten die tegengesteld circulair gepolariseerd zijn; bovendien vertonen de beide componenten een klein frequentieverschil [4], van de orde van 1 MHz, dat in dit verband er niet toe doet maar waar we in het volgende hoofdstuk op terugkomen. Wegens de onderlinge verschuiving van de beide Doppler-profielen zullen de twee lasermode-componenten nu verschillende intensiteit vertonen: bij de in fig. 2 geschetste situatie, waarbij de (gemiddelde) modefrequentie f_m *kleiner* is dan de ongestoorde lijnfrequentie f_0, zal de linkscirculaire component sterker zijn dan de rechtscirculaire. Nu is de laser in zekere mate afstembaar gemaakt door middel van elektrostrictieve en thermische lengteverandering. Wordt door verstemming van de laser de modefrequentie f_m *groter* gemaakt dan f_0, dan keert, zoals men in fig. 2 ziet, het intensiteitsverschil tussen de twee

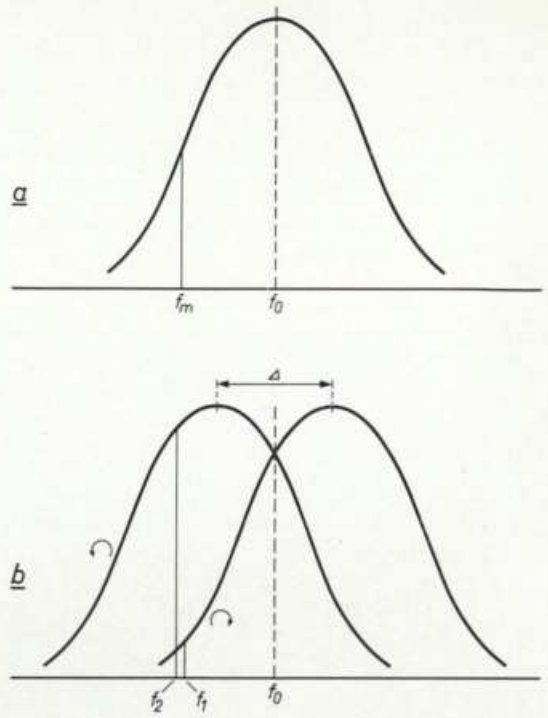


Fig. 2. *a*) Doppler-profiel van de spectrumlijn 1,15 μm van neon (ongestoorde frequentie f_0). Door de spiegelconfiguratie van de laser wordt een, vrijwel monochromatische, lasermode ergens binnen dit profiel geselecteerd (frequentie f_m).
b) Door een magneetveld wordt de spectrumlijn in twee componenten gesplitst (Zeeman-splitsing Δ), ieder met zijn eigen Doppler-profiel, en de lasermode valt uiteen in een rechts- en een linkscirculair gepolariseerde component, met een gering frequentieverschil en met een intensiteitsverschil dat afhangt van de frequentieafstand tussen de (gemiddelde) modefrequentie f_m en de lijnfrequentie f_0.

modecomponenten van teken om. Hiermee heeft men een eenvoudig instelkenmerk, en men kan de frequentie f_m op de waarde f_0 stabiliseren door het genoemde intensiteitsverschil te meten en door middel hiervan de afstemming te corrigeren tot het verschil nul wordt. De hiertoe dienende opstelling is in *fig. 3* geschetst. De laserbundel gaat door een elektro-optisch kristal van kaliumdihydrofosfaat (K.D.P.), waarvan men de dubbele breking met een wisselspanning moduleert. Een fotocel, in de doorgelaten bundel geplaatst achter een analysator in diagonale stand, wordt door de modulatie afwisselend met een bijdrage van de rechtscirculaire en van de linkscirculaire modecomponent belicht. Grootte en faze van het resulterende wisselsignaal hangen dus af van het intensiteitsverschil van de beide componenten, en door dit signaal te vergelijken met de wisselspanning op het K.D.P.-kristal krijgen we een regelspanning, die we (na versterking) op een elektrostrictief element in het laserlichaam [5] zetten voor de vereiste lengtecorrectie. Een tweede, maar veel langzamere, regeling die via de temperatuur van het hele laserlichaam werkt zorgt ervoor dat we binnen het werkgebied van het elektrostrictieve element blijven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

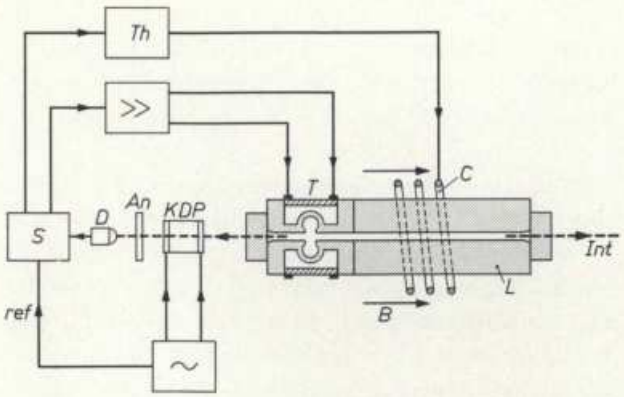


Fig. 3. Opstelling met laser L, waarbij de laserfrequentie (f_m in fig. 2) wordt gefixeerd op de ongestoorde neonlijn-frequentie f_0. Het magneetveld B brengt de Zeeman-splitsing teweeg. Met behulp van een in dubbele breking gemoduleerd elektro-optisch kristal (K.D.P.), een analysator *An* en een fotodetector D wordt het intensiteitsverschil tussen de twee circulair gepolariseerde modecomponenten (f_1 en f_2 in fig. 2) gedetecteerd. Door vergelijking (in S) met de wisselspanning op het kristal, die als referentiesignaal dient, krijgt men een regelsignaal, dat de spanning op een elektrostrictief verstemmingselement T in het laserlichaam bestuurt. Bovendien regelt het signaal via een schakeling *Th* en een verwarmingswikkeling C een thermische verstemming van het laserlichaam, ten einde binnen het werkgebied van het elektrostrictieve element te blijven. De lichtbundel van de laser wordt gericht op de interferometer (*Int*).

Zonder veel moeite bereiken we op deze wijze dat de laserfrequentie gedurende vele uren minder dan 1 op 10^9 varieert. Dit is 100× beter dan de bovenvermelde eis, en in feite ook veel beter dan voor het onderhavige doel zinvol is in verband met andere effecten: variaties in golflengte die optreden door het variëren van de brekingsindex van de lucht, en variaties van de neonlijnfrequentie f_0 door de invloed van de gasdruk en andere parameters, die met name voor verschillende exemplaren van de laser kunnen verschillen. Door deze effecten kan men variaties van globaal $1 : 10^7$ verwachten.

De interferometeropstelling

Uit de laser komt volgens het voorgaande een lichtbundel die twee tegengesteld circulair gepolariseerde componenten bevat, van gelijke intensiteit (hierop is immers ingesteld) maar van iets verschillende frequentie. Van deze bijzonderheden wordt in de nu te beschrijven interferometeropstelling nuttig gebruik gemaakt.

De opstelling is in *fig. 4* schematisch weergegeven. De laserbundel treft eerst een halfdoorlatende spiegel. De uitgespiegelde straling wordt met een fotocel achter een analysator, die dus slechts lineair gepolariseerd licht van een bepaalde trillingsrichting doorlaat, gedetecteerd. De superpositie van de twee circulair gepolariseerde componenten met iets verschillende frequenties f_1 en f_2 komt overeen met een lineair gepolariseerde golf waarvan de trillingsrichting „langzaam", nl. met de halve verschilfrequentie (d.i. globaal 1 MHz), rondraait. Het gedetecteerde signaal heeft dus de verschilfrequentie $f_1 - f_2$, het zal straks dienen als referentiesignaal.

Het deel van de straling dat de halfdoorlatende spiegel heeft doorgelaten doorloopt een $\frac{1}{4}\lambda$-plaat; hierdoor worden de twee tegengesteld circulaire componenten ieder omgezet in een lineair gepolariseerde golf, met onderling loodrechte polarisatierichtingen, zoals in fig. 4 is aangeduid. Gemakshalve spreken we verder van de „loodrechte" component (frequentie f_1) en de „evenwijdige" component (frequentie f_2).

Deze beide componenten komen nu in de eigenlijke interferometer. Zij vallen hier op een „polarisatie-scheidingsspiegel", bestaande uit een aantal opgedampte dunne lagen die door de bundel onder de Brewster-

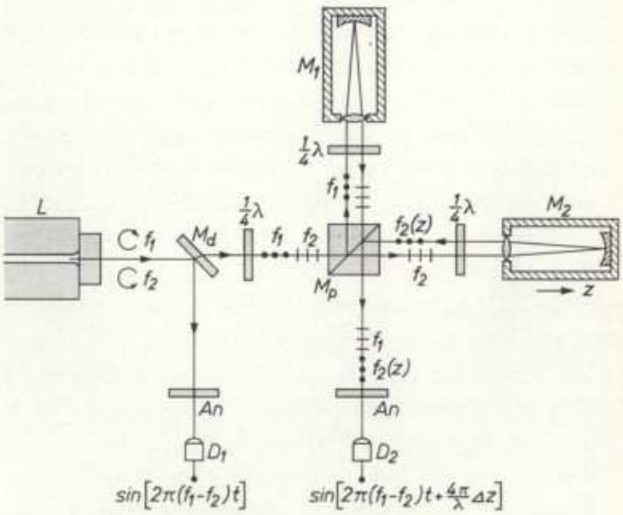


Fig. 4. Schema van de interferometeropstelling. De uit de laser L komende, tegengesteld circulair gepolariseerde stralingscomponenten met iets verschillende frequenties f_1, f_2 doorlopen een halfdoorlatende spiegel M_d, die een deel ervan afsplitst naar analysator *An* en fotodetector D_1 voor een referentiesignaal, en worden dan met een $\frac{1}{4}\lambda$-plaat omgezet in twee *lineair* gepolariseerde bundels (de „loodrechte" en de „evenwijdige", in de figuur resp. aangeduid door stippen en streepjes). Deze worden door een polarisatie-scheidingsspiegel M_p gestuurd naar resp. de vaste en de variabele interferometer-arm, ieder voorzien van een „cat's eye", M_1 resp. M_2. De verplaatsing van M_2 in de bundelrichting (z-richting) wordt nu bepaald door het fazeverschil dat het zwevingssignaal, opgewekt door de beide gereflecteerde componenten in de fotodetector D_2, vertoont ten opzichte van het signaal van D_1.

[2] De laser komt in hoofdzaak overeen met een indertijd in dit tijdschrift beschrevene: J. Haisma, S. J. van Hoppe, H. de Lang en J. van der Wal, Philips techn. T. **24**, 217, 1962.

[3] Naderhand is een vrijwel identieke methode beschreven door I. Tobias, M. L. Skolnick, R. A. Wallace en T. G. Polanyi, Appl. Phys. Letters **6**, 198, 1965.

[4] H. Statz, R. Paananen en G. F. Koster, J. appl. Phys. **33**, 2319, 1962.

[5] Zulk een element is beschreven door J. Haisma, Construction and properties of short stable gas lasers, dissertatie, Utrecht 1966; Philips Res. Repts. Suppl. 1967, no. 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoek worden getroffen. De evenwijdige component wordt hierbij vrijwel geheel doorgelaten en de loodrechte component vrijwel volledig gereflecteerd [6]. Hierdoor doorloopt de component met frequentie f_1 de vaste arm (in fig. 4 naar boven getekend) en die met frequentie f_2 de variabele arm van de interferometer (naar rechts getekend).

We volgen eerst de „loodrechte" component (f_1). Deze valt via een $\frac{1}{4}\lambda$-plaatje in diagonale stand op een vast opgesteld spiegelsysteem M_1, bestaande uit een lens en een in het brandvlak daarvan opgestelde spiegel, een zg. „cat's eye". Zo'n systeem heeft de eigenschap dat de bundel gereflecteerd wordt in een richting juist tegengesteld aan zijn invalsrichting, onafhankelijk van de hoekstand van het systeem; een justering van deze hoekstand is dus niet nodig [7]. De gereflecteerde bundel doorloopt nogmaals het $\frac{1}{4}\lambda$-plaatje en treft weer de polarisatie-scheidingsspiegel. Door de werking van de tweemaal doorlopen $\frac{1}{4}\lambda$-plaat is het polarisatievlak over 90° gedraaid, zodat de bundel nu doorgelaten wordt. De straling bereikt daarna via een in diagonale stand geplaatste analysator een fotodetector.

De „evenwijdige" component (f_2) van de oorspronkelijke bundel doorloopt op analoge wijze de variabele arm van de interferometer. Hier vindt reflexie plaats aan een cat's eye M_2, dat bevestigd is aan het voorwerp waarvan men de verplaatsing Δz wil meten. Ook hier is het polarisatievlak na tweemaal passeren van de $\frac{1}{4}\lambda$-plaat over 90° gedraaid, zodat de terugkerende bundel in dit geval wèl door de polarisatie-scheidingsspiegel grotendeels wordt uitgespiegeld en samen met de andere terugkerende bundel (f_1) via de analysator de fotodetector bereikt.

De diagonaal staande analysator laat van beide bundels een zelfde fractie door, en daar de bundels verschillende frequentie hebben ontstaat er een zweving, met de verschilfrequentie $f_1 - f_2$ en met een faze die afhangt van het wegverschil tussen de componenten en dus van de coördinaat z van het verplaatsbare cat's eye M_2. Dit resulteert in een fotosignaal waarvan het wisselgedeelte de frequentie $f_1 - f_2$ heeft en een faze die een lineaire functie van z is: bij verplaatsing van M_2 over een afstand Δz gelijk aan de halve golflengte krijgt het signaal een fazeverschuiving $\Delta\varphi$ van 2π, dus algemeen:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda}\Delta z. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Deze verschuiving kan men naar grootte èn naar richting (verplaatsing vooruit dan wel achteruit) bepalen door het verkregen fotosignaal in faze te vergelijken met het eerder vermelde referentiesignaal. Bij de elektronische signaalverwerking, die op vrijwel dezelfde wijze plaatsvindt als in I beschreven voor het raster-meetapparaat, wordt telkens één positieve dan wel negatieve impuls verkregen wanneer de faze van het signaal met een bedrag π toeneemt resp. afneemt. De meting van de verplaatsing gebeurt dus door telling van stappen ter grootte van $\frac{1}{4}\lambda \approx 0{,}29$ μm (zie verg. 1).

In plaats van deze digitale meting kan, ook voor veranderingen van de optische weglengte veel kleiner dan de meetstap, een kwantitatieve („analoge") fazemeting worden uitgevoerd. Met eenvoudige middelen bereikt men een nauwkeurigheid van een duizendste golflengte, d.i. 1 nanometer — ver beneden de grens die men voor technische verplaatsingsmetingen kan wensen te bereiken.

Voor de praktijk is het van belang dat de beschreven interferometer een wisselspanningssignaal levert, ook wanneer beide cat's eyes stilstaan. Evenals in I behoeft men daardoor niet met gelijkspanningsversterkers enz. te werken. Verder is de meting ongevoelig voor variaties van de laserintensiteit en van het magneetveld. Dat verplaatsingen over zeer grote afstanden met deze opstelling kunnen worden gemeten, hebben we reeds vermeld. De verplaatsing mag ook met *grote snelheid* geschieden: als de snelheid b.v. 0,5 meter per seconde bedraagt, dient de fotodetector een frequentie van 2 MHz te kunnen volgen, hetgeen zeker niet extreem hoog is. (Om te vermijden dat één der fotosignalen de frequentie nul krijgt — zie fig. 4 —, moet in dat geval door vergroting van het magneetveld het frequentieverschil $f_1 - f_2$ van de twee lasermode-componenten voldoende groot gemaakt worden.)

Door een modificatie van de opstelling, weergegeven in *fig. 5*, kan de meetstap nog een factor 2 worden ver-

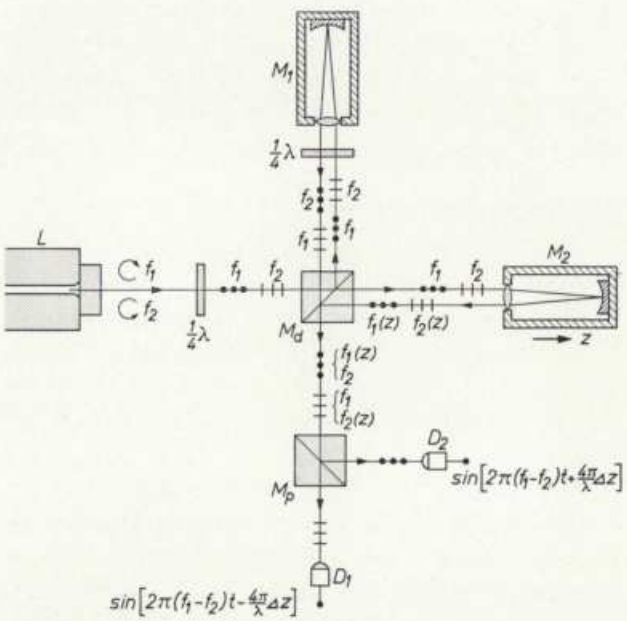


Fig. 5. Modificatie van de interferometeropstelling, waardoor de digitale meetstap nog een factor 2 wordt verfijnd. Letters als in fig. 4.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fijnd. Hierbij worden de „loodrechte" en de „evenwijdige" stralingscomponent in eerste instantie *niet* door een polarisatie-scheidingsspiegel gescheiden, maar pas later, nadat *beide* componenten *elk* van de twee interferometer-armen hebben doorlopen. In een der beide armen wordt door een $\frac{1}{4}\lambda$-plaatje de polarisatierichting van beide componenten 90° gedraaid, en men kan in fig. 5 nagaan dat hierdoor een door de verplaatsing z veroorzaakte fazetoeneming van het ene gedetecteerde zwevingssignaal, b.v. met loodrechte polarisatie, gepaard zal gaan met een even grote fazeafneming van het andere zwevingssignaal, met evenwijdige polarisatie. De onderlinge faze van de twee signalen varieert dus tweemaal zo sterk als bij de eerste opstelling.

Slotbeschouwing

Een vergelijking van de merites van de raster-interferometer en de laser-interferometer is hierboven al gegeven. Tot besluit lijkt het ons wenselijk de nadruk erop te leggen dat in de metrologie nog andere, deels ver buiten de tegenwoordige technische behoeften vallende mogelijkheden door de laser worden geboden. Enkele voorbeelden hebben wij elders beschreven [8] [9]. Slechts één ervan moge hier worden vermeld. In het voorgaande artikel (I, blz. 160) is terloops gewezen op de buitengewoon gevoelige detectie van verplaatsingen die met de signalen van het raster-meetapparaat mogelijk is. Men zal voetstoots aannemen dat het boven beschreven laser-meetapparaat hiervoor niet zal onderdoen, maar het is wel wonderlijk met hoe eenvoudige middelen — als men eenmaal de laserbundel tot zijn beschikking heeft — extreme gevoeligheden te bereiken zijn. Met een slechts enkele onderdelen bevattende opstelling, waarbij een zg. confocaal etalon werd gebruikt, konden we zonder moeite een trilling met een amplitude van 0,06 nanometer aantonen [9].

De weg naar het miniem kleine, waarop de techniek zich thans met geïntegreerde schakelingen e.d. heeft begeven, zal in ieder geval niet door metrologische beletselen gebarricadeerd zijn.

[6] Op de mogelijkheid om met een dunnelaagjes-spiegel een vrijwel volledige scheiding van onderling loodrecht gepolariseerde lichtcomponenten te krijgen is gewezen in: H. de Lang en G. Bouwhuis, De kleurscheiding in kleurentelevisiecamera's, Philips techn. T. **24**, 261-269, 1962, noot [4] op blz. 265.

[7] Bij een ander systeem dat deze eigenschap heeft (men spreekt wel van retrodirectieve systemen) wordt gebruik gemaakt van drie onderling loodrecht georiënteerde vlakke spiegels — een zg. tripelspiegel. Deze is in ons geval niet geschikt wegens zijn anisotropie. Bovendien is een cat's eye eenvoudiger en goedkoper.

[8] H. de Lang, G. Bouwhuis en E. T. Ferguson, Physics Letters **19**, 482, 1965. Zie ook H. de Lang, Polarization properties of optical resonators passive and active, dissertatie, Utrecht 1966; Philips Res. Repts. Suppl. 1967, no. 8.

[9] G. Bouwhuis, Interferometrie met gaslasers, Ned. T. Natuurk. **34**, 225-232, 1968 (no. 8).

Samenvatting. Voor verplaatsingsmetingen over zeer grote lengten, van de orde van 1 meter of meer, wordt het wel moeilijk rasters van de nodige lengte te vervaardigen en te gebruiken; hier is derhalve de klassieke interferometrische lengtemeting de aangewezen methode. Gebruikt men daarbij een laser als lichtbron, dan kan dank zij de buitengewoon grote coherentielengte van de laserstraling een afstand van vele meters overbrugd worden, terwijl een digitale meting met de golflengte als meetstap (b.v. 1,15 μm bij een He-Ne-laser) zonder moeite uit te voeren is. In de opstelling die in dit artikel wordt beschreven is, door gebruik te maken van een Zeeman-splitsing van de lasermode en een regelschakeling met elektrostrictieve verstemming van het laserlichaam, de laserfrequentie nauwkeurig gefixeerd. In de eigenlijke interferometer leidt de Zeeman-splitsing tot twee wisselspanningssignalen, waarvan de onderlinge faze lineair afhangt van de verplaatsing. Een fazeverandering van π komt overeen met een verplaatsing van $\frac{1}{4}\lambda$, d.i. ca. 0,29 μm. Door een eenvoudige modificatie kan deze digitale meetstap nog worden gehalveerd.

Aanvulling bij het artikel van A. L. Luiten, Supergeleidende magneten, Philips techn. T. **29**, *317-330, 1968*

In dit artikel, dat de technologie der van supergeleidend draad vervaardigde spoelen behandelt, wordt in een beknopte historische inleiding de constructie van de eerste supergeleidende magneet met een sterk veld (7000 gauss) toegeschreven aan Yntema (1955). Door Prof. Dr. E. Justi, Technische Universiteit Braunschweig, worden wij erop attent gemaakt dat een beschrijving van een supergeleidende magneet door hem reeds in 1942 is gepubliceerd. Het betreft hier een magneet bestaande uit een ring van NbN. Uit de draagkracht en diverse gegevens werd hiervoor een inductie van meer dan 15 000 gauss afgeleid. We vermelden hier de desbetreffende publikatie: E. Justi, Ein Dauerstrom-Elektromagnet, Elektrotechn. Z. **63**, 577-580, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een Pirani-manometer voor drukken tot 1000 torr en hoger

L. Heijne en A. T. Vink

In de vacuümtechniek bestaat behoefte aan een manometer voor een meetgebied van 7 à 8 decaden waarvan de bovengrens ongeveer bij atmosferische druk ligt. Het is de auteurs van dit artikel gelukt, uitgaande van het principe van de Pirani-manometer een zeer eenvoudige meetbuis te vervaardigen waarmee dit wordt verwezenlijkt.

In de Pirani-manometer wordt gebruik gemaakt van de drukafhankelijkheid van de warmtegeleiding van een gas. Het gas waarvan men de druk wil meten wordt toegelaten bij een elektrisch verhitte draad die in een brug van Wheatstone is opgenomen; de afkoeling die de draad door de warmtegeleiding van het gas ondervindt verandert de elektrische weerstand van de draad, en deze verandering is een maat voor de druk van het ingelaten gas. Deze meetmethode, beschreven door Pirani in 1906 [1], is bruikbaar bij drukken vanaf ca. 10^{-4} torr (met speciale maatregelen ca. 10^{-6} torr) tot hooguit 100 torr; bij hogere waarden is de warmtegeleiding van gassen vrijwel onafhankelijk van de druk. Voordelen van de Pirani-manometer zijn dat de meting elektrisch gebeurt, dat er in principe geen gas onttrokken of toegevoerd wordt aan het systeem waarvan de druk wordt gemeten, en dat het instrument voor vrijwel alle gassoorten kan worden gebruikt. Bovendien sluit de ondergrens van het meetgebied goed aan op het meetgebied van de gebruikelijke ionisatiemanometers [2]. Met dit laatste type heeft de Pirani-manometer de eigenschap gemeen dat de ijkkromme van de gassoort afhangt.

Helaas ligt de bovengrens van het meetgebied nog aanzienlijk beneden atmosferische druk, zodat voor het meten van de in vacuümapparatuur eveneens voorkomende drukken boven 100 torr nog een derde soort meetapparaat, b.v. een kwikmanometer, vereist is. Dit zou niet nodig zijn indien men het meetgebied van de Pirani-manometer tot ca. 1000 torr zou kunnen uitbreiden. Verscheidene onderzoekers hebben getracht dit te bereiken door gebruik te maken van de eveneens drukafhankelijke extra-koeling door de *convectie* van het gas in de buurt van de warme draad, teweeggebracht met behulp van een tweede verhittingselement, zeer hoge draadtemperatuur of een blaasinrichting [3]. Door een juiste keuze van de draadtemperatuur en van de dimensionering van omhulling en draad zijn wij erin geslaagd deze extra-koeling door convectie op reproduceerbare wijze te doen afhangen van de druk *zonder toevoeging van extra-onderdelen*, terwijl de draadtemperatuur niet hoger dan ca. 300 °C behoeft te zijn. Door deze meetbuis te combineren met een speciaal voedingsapparaat is het gelukt een zeer eenvoudige manometer voor een meetgebied van ca. 0,0001-1000 torr te vervaardigen.

Fig. 1 geeft een beeld van de volledige manometer in een meetopstelling, *fig. 2* toont de constructie van de meetbuis. De draad is gespiraliseerd en horizontaal gemonteerd op enige afstand van de bolvormige boven-

Fig. 1. De nieuwe Pirani-manometer in een meetopstelling. Links het kastje met voedingsapparaat en afleesinstrument.

Dr. L. Heijne en ir. A. T. Vink, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wand van de omhulling. Bij horizontale stand is de koeling ten gevolge van natuurlijke convectie in het algemeen nl. het grootst [4] [5]; spiralisering maakt spanveren overbodig en bevordert tevens de convectie. Als draadmateriaal is een legering van platina met 10% rodium gekozen, omdat deze a) niet reageert met reactieve gassen zoals zuurstof (het vaak gebruikte wolfraam doet dit wèl), b) een kleine emissiecoëfficiënt heeft voor warmtestraling (dit beperkt het opgenomen vermogen bij vacuüm), en c) bij de werktemperatuur voldoende mechanische stabiliteit bezit om in de vorm van een horizontale gespannen spiraal toegepast te kunnen worden (zuiver platina is hiervoor te zacht).

Gevoeligheid, stabiliteit van het convectiepatroon en meetgebied stelden eisen aan de constructie van de nieuwe meetbuis waartussen een compromis gevonden moest worden. In het algemeen neemt de *gevoeligheid* toe met toenemende afstand draad-bovenwand en met toenemende draadtemperatuur; deze laatste stelt derhalve een onderste grens aan de genoemde afstand. De *stabiliteit* van de convectie daarentegen stelt juist een bovengrens aan deze afstand, speciaal bij zware gassen (b.v. CO_2) en hoge drukken. Wat de gevoeligheid betreft, is experimenteel gebleken dat voor een meetbaar warmteverlies door convectie de afstand draad-bovenwand bij drukken tot ca. 200 torr minstens 15 mm moet bedragen, waarbij de draadtemperatuur boven ca. 200 °C moet liggen. Boven 200 torr zou een afstand van ca. 10 mm voldoende zijn, en daar zou ook een lagere draadtemperatuur toelaatbaar zijn. Wat de stabiliteit betreft, deze bleek verzekerd als aan de volgende eisen is voldaan:

1) de afstand draad-bovenwand mag voor drukken tot ca. 1 bar (760 torr) hoogstens 40 mm zijn,
2) de inwendige vorm van de omhulling, voor zover boven de draad gelegen, moet een vloeiend verloop hebben, dus zonder scherpe hoeken, randen of uitsteeksels.

De gekozen afmetingen van omhulling en draad van onze meetbuis waarborgen de noodzakelijke stabiliteit en verzekeren een goede aansluiting van beide mechanismen van warmtetransport, zodat nu met één meetbuis een groot meetgebied wordt bestreken.

Ook voor drukken boven 1 bar kan het convectieprincipe worden toegepast, maar om bij de grotere dichtheid van het gas een stabiele convectie te waarborgen, moet de afstand draad-bovenwand kleiner zijn, waardoor de onderste meetgrens hoger komt te liggen. Voor het gebied van ca. 1-11 bar hebben we een proefbuis met cilindrische omhulling en een wandafstand van 7 mm gemaakt; enkele details zijn vermeld in het onderschrift van *fig. 3*.

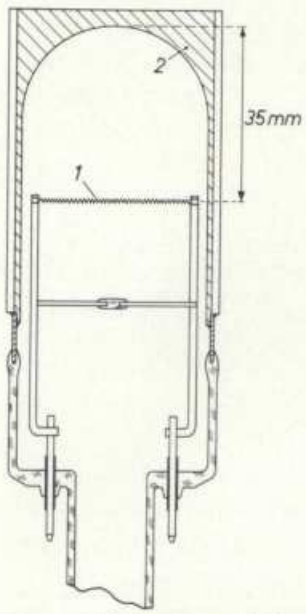


Fig. 2. Constructie van de nieuwe meetbuis, met bolvormige bovenwand, voor drukken van ca. 0,0001-1000 torr. De werking berust beneden ca. 10 torr op warmtegeleiding door het gas — zoals in de oorspronkelijke Pirani-manometers —, daarboven op convectie. *1* gespiraliseerde draad van platina met 10% rodium, 25 µm diameter, gewonden op een doorn van 1 mm. Het deel *2* van de omhulling is van koper, gezwart en met koelribben, en bevindt zich op kamertemperatuur. De manometer moet in de getekende stand worden gebruikt: draad *1* horizontaal, wand *2* boven.

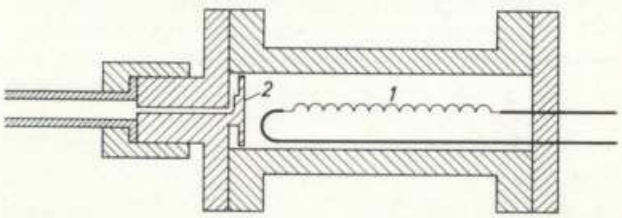


Fig. 3. Schematische doorsnede van een meetbuis met cilindrische omhulling, voor drukken van 1-11 bar. De draad *1* is ongeveer evenwijdig met de as van de cilinder, maar hoeft er niet mee samen te vallen. Afstand draad-bovenwand ca. 7 mm. Draadsteunen en contactpennen zijn van een gasdicht materiaal. Blaaseffecten door drukverandering, die bij deze hoge drukken storend zijn, worden tegengegaan door een schermpje *2* voor de gasinlaat. De stabiliteit is tot drukken van 11 bar uitstekend gebleken; de maximaal meetbare druk ligt waarschijnlijk nog aanzienlijk hoger.

Fig. 4 toont een meetbuis in een brugschakeling; *M* is een voltmeter met hoge ingangsweerstand, de weerstand R_p van de meetdraad verandert bij inlaten van gas. Voor de meting kunnen we gebruik maken

[1] M. v. Pirani, Verhandl. Dtsch. Phys. Ges. **8**, 686, 1906.
[2] Zie b.v. S. Dushman en J. M. Lafferty, Scientific foundations of vacuum technique, Wiley, New York 1962.
[3] J. B. Johnson, Rev. sci. Instr. **27**, 303, 1956.
P. E. Seiden, Rev. sci. Instr. **28**, 657, 1957.
J. A. McMillan en T. Buch, Rev. sci. Instr. **28**, 881, 1957.
A. W. Smith, Rev. sci. Instr. **30**, 485, 1959.
K. Diels en R. Jaeckel, Leybold Vakuum-Taschenbuch, Springer, Berlijn 1962, blz. 105.
[4] M. Jakob, Heat transfer, Wiley, New York 1949, deel I, hfdst. 3 en 22-26.
[5] H. von Ubisch, Appl. sci. Res. **A 2**, 364-430, 1949/51.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

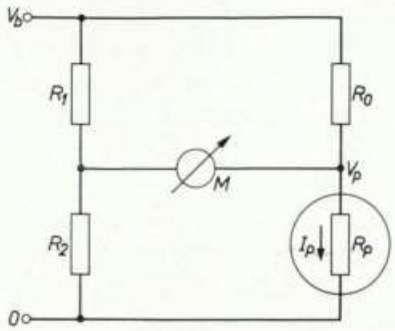


Fig. 4. Schakeling van de meetbuis in een brug van Wheatstone. R_p weerstand van de manometerdraad. R_0, R_1, R_2 weerstanden. V_b brugspanning. V_p spanning over de manometerdraad. M voltmeter met hoge ingangsweerstand.

van de volgende bekende, essentieel verschillende methodes.

1) Bij constante brugspanning V_b gebruikt men de meteraflezing als maat voor de druk [6].
2) De temperatuur van de draad, en daarmee zijn weerstand R_p, wordt door regelen van de voedingsspanning V_b zo ingesteld dat de voltmeter nul aanwijst, en de benodigde spanning is een maat voor de druk.

Bij methode (1) daalt de temperatuur van de draad bij toenemende gasdruk; zodra hij de temperatuur van de omhulling zou naderen, zou de ijkkromme te vlak gaan lopen, als gevolg van een te gering wordend temperatuurverschil tussen draad en omhulling (*niet* door een te gering wordende drukafhankelijkheid van de warmtegeleiding). Methode (2) vertoont deze soort verzadiging niet [5]; daarom is dit de aangewezen methode voor onze manometer, die immers met vrij lage draadtemperatuur werkt en bestemd is voor zowel hoge als lage drukken.

Het is wellicht nuttig, ook even stil te staan bij methode (1), die bij de klassieke Pirani-manometer veel wordt toegepast [7]. We beschouwen daartoe drie grensgevallen.

1a) We kiezen $R_0 \ll R_p$ (en dus ook $R_1 \ll R_2$); bij constante brugspanning V_b blijft de *spanning* over de draad dan nagenoeg constant.

1b) We kiezen $R_0 \gg R_p$ (en dus ook $R_1 \gg R_2$); bij constante V_b blijft nu de *stroom* door de draad nagenoeg constant.

1c) We kiezen $R_0 \approx R_p$; bij constante V_b blijft het in de draad gedissipeerde *vermogen* nagenoeg constant (daling van R_p met 20 en 40% geeft vermogensdalingen van 1,2 resp. 6,25%).

Hebben we voor R_p een materiaal met een positieve temperatuurcoëfficiënt (b.v. een metaal) gekozen, dan treedt de verzadiging in de ijkkromme door te gering temperatuurverschil tussen draad en omhulling het snelst op bij methode (1b) (I_p constant), doordat het in de draad gedissipeerde vermogen ($I_p^2 R_p$) dan met toenemende gasdruk zal afnemen. Bij de methodes (1a) en (1c) (V_p resp. vermogen constant) is de verzadiging in dat geval minder snel.

Bij de door ons gekozen methode (2) is het gewenst de vereiste constantheid van de draadtemperatuur op *automatische* wijze teweeg te brengen [5]. Niet alleen wordt hierdoor het voordeel van een direct aanwijzend instrument verkregen, maar bovendien wordt voorkomen dat bij een plotselinge overgang van een hoge naar een lage druk de draad zou doorbranden doordat men de spanning V_p te laat zou verlagen. Wij hebben daarom gebruik gemaakt van een elektronisch voedingsapparaat dat deze functie verricht. Het is schematisch weergegeven in *fig. 5*. De verschilspanning ΔV van de brug wordt door een verschilversterker versterkt en dan als voedingsspanning voor de brug gebruikt. Bij toeneming van de gasdruk daalt de draadtemperatuur iets, waardoor ΔV en dus ook V_b zodanig toeneemt dat de afkoeling vrijwel volledig ongedaan gemaakt wordt.

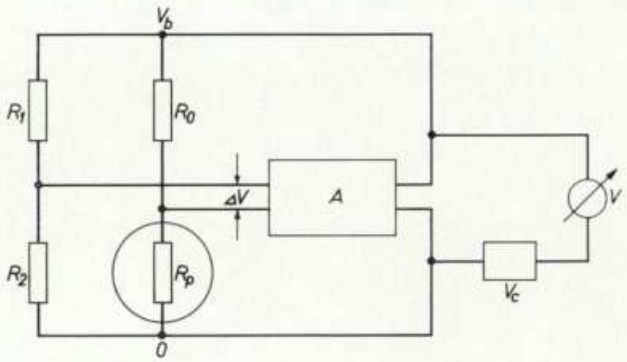


Fig. 5. Meetschakeling met automatische regeling van de draadtemperatuur. A verschilversterker voor gelijkspanning; versterking ca. 500×. V_c compensatie voor voedingsspanning bij vacuüm. De voltmeter V wijst de toeneming $V_b - V_c$ van de brugspanning na inlaten van gas aan; hij wordt voor elk gas afzonderlijk in torr geijkt. Overige letters als in fig. 4.

Het geconstrueerde voedingsapparaat (links in fig. 1) bevat, behalve de weerstanden R_0, R_1 en R_2 van de brugschakeling en de verschilversterker, een voltmeter voor verschillende spanningsgebieden, die op de spanning V_b is aangesloten. Door aftrekken van een instelbare constante spanning V_c wordt bereikt dat het nulpunt van de meter met vacuüm overeenkomt: bij vacuüm verliest de draad immers nog steeds warmte door straling en door geleiding via de ophangpunten.

De ijkkromme van de combinatie van voedingsapparaat en meetbuis van fig. 2 is in *fig. 6* gegeven voor stikstof. Zoals reeds eerder is opgemerkt, is de ijkkromme afhankelijk van de gassoort; zo hebben lichte gassen zoals helium en waterstof een groter warmtegeleidings-

[6] In plaats van aflezing van de voltmeter kan men ook de weerstand R_1 (en/of R_2) zo bijregelen dat de spanning over M nul wordt, en deze weerstandswaarde als maat voor de druk gebruiken.

[7] Zie b.v. M. Pirani en J. Yarwood, Principles of vacuum engineering, Chapman & Hall, Londen 1961, blz. 102.
In navolging van Pirani worden naast methode (2) gewoonlijk slechts de methodes (1a) en (1b) genoemd; methode (1c) wordt niet als belangrijk onderkend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

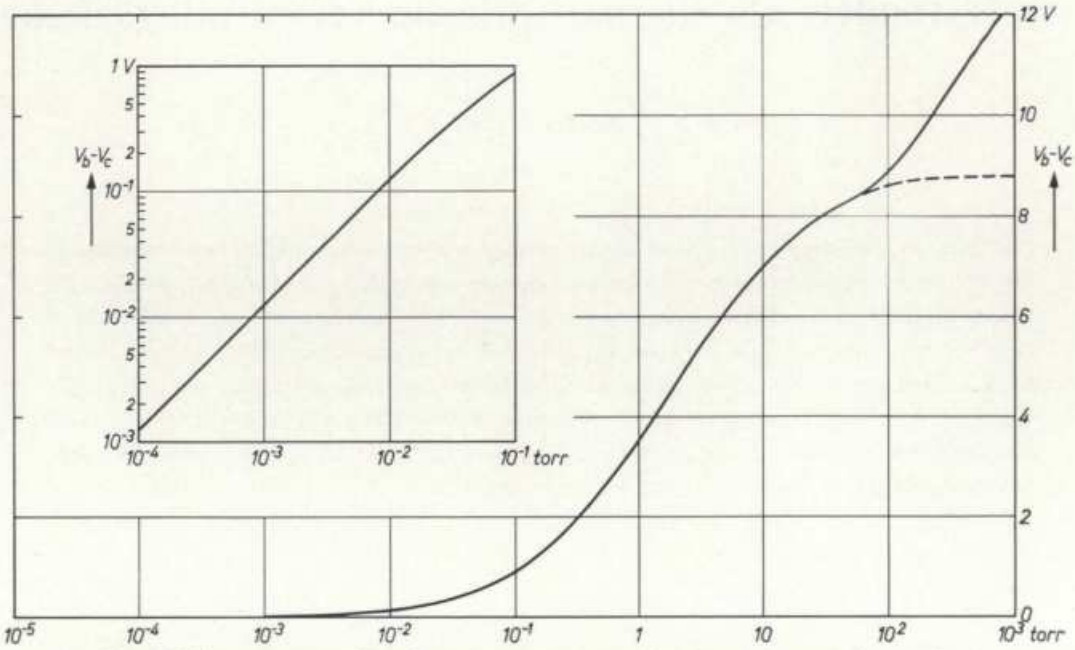


Fig. 6. IJkkromme voor stikstof van de manometercombinatie met de meetbuis van fig. 2. Het meetgebied beneden 10^{-1} torr is in de inzet met logaritmische ordinaat weergegeven. Horizontaal is de gasdruk uitgezet, verticaal de brugspanning verminderd met de brugspanning bij vacuüm ($V_b - V_c$, zie fig. 5; $V_c \approx 1$ volt). De streeplijn geeft de kromme voor een overeenkomstige „klassieke" Pirani-manometer in het gebied waarin deze afwijkt van de kromme voor het nieuwe type.

vermogen. De gegeven ijkkromme voor stikstof geldt in zeer goede benadering ook voor lucht en voor zuurstof. Ter vergelijking is met een streeplijn de kromme van een „klassieke" meetbuis met identieke meetdraad weergegeven in het gebied waar deze afwijkt van die van het nieuwe type. Ten slotte geeft *fig. 7* de ijkkromme van de in fig. 3 weergegeven meetbuis voor drukken boven 1 bar.

Bij het ontwerpen van de beschreven combinatie van meetbuis en voedingsapparaat zijn de eisen van eenvoud, betrouwbaarheid en werking over het gehele drukgebied vooropgesteld. Er is niet gestreefd naar de grootst mogelijke nauwkeurigheid en gevoeligheid in bepaalde drukgebieden, en er is dan ook afgezien van stabilisatie van de wandtemperatuur. Toch is een voor de meeste toepassingen voldoend grote nauwkeurigheid bereikt. Bij zorgvuldig gebruik blijkt de spanning die zich bij een zekere druk instelt binnen ca. 1 % van de volle schaal van het gekozen meetgebied reproduceerbaar; de hiermee overeenkomende nauwkeurigheid van de gemeten druk hangt af van het drukgebied en kan met behulp van de ijkkromme bepaald worden.

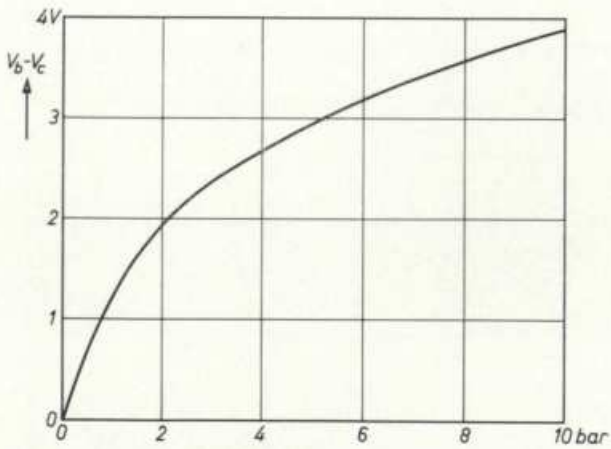


Fig. 7. IJkkromme voor stikstof van de manometercombinatie met de meetbuis van fig. 3; horizontaal is het aantal bar *overdruk* uitgezet. De spanning V_c komt hier overeen met de brugspanning V_b bij 1 bar (ca. 12 volt).

Samenvatting. In de Pirani-manometer wordt gebruik gemaakt van de drukafhankelijkheid van de warmtegeleiding van een gas; als maat voor de druk dient de verandering van de elektrische weerstand van een hete draad ten gevolge van afkoeling van de draad door de warmtegeleiding van het gas. Het meetgebied (vroeger ca. 0,0001 tot hooguit 100 torr) kan naar boven toe worden uitgebreid door gebruik te maken van de *convectie* van het gas rond de draad. Het artikel beschrijft een Pirani-manometer voor het meetgebied van ca. 0,0001-1000 torr, waarin dit is toegepast; door juiste keuze van de draadtemperatuur en van de dimensionering van omhulling en draad kon de constructie uiterst simpel zijn. De temperatuur en daarmee de elektrische weerstand van de draad wordt in een brug van Wheatstone door een elektronisch voedingsapparaat automatisch constant gehouden; de daarvoor nodige spanning is een maat voor de gasdruk. De constructievoorwaarden in verband met stabiliteit en gevoeligheid worden kort besproken. Een variant van de meetbuis is geschikt voor het meten van drukken van 1-11 bar en wellicht hoger.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PTC-weerstanden als thermostatische verwarmingselementen

E. Andrich

PTC-weerstanden kunnen op grond van het verloop van hun weerstand met de temperatuur als verwarmingselementen met bijzonder gunstige eigenschappen worden gebruikt. Zij nemen wanneer een spanning wordt aangelegd een grote beginstroom op, bereiken daarmee in enkele seconden hun werktemperatuur nabij het ferro-elektrisch Curie-punt, waarbij hun weerstand hoog wordt, en werken daarna als thermostaten, d.w.z. zij regelen het opgenomen vermogen automatisch naar de warmtebehoefte. Het hier beschreven onderzoek aan laboratoriummodellen van soldeerbouten en van een réchaud, uitgerust met zulke verwarmingselementen, toont de voordelen ervan aan.

Inleiding

PTC-weerstanden, ook wel PTC-thermistors genoemd, worden gemaakt van halfgeleidend materiaal waarvan de weerstand een grote positieve temperatuurcoëfficiënt heeft. Meestal is dit halfgeleidend keramisch bariumtitanaat of een mengsel van bariumtitanaat met strontium- en loodtitanaat. Deze materialen hebben een overgangstemperatuur (Curie-temperatuur), waarbij, als zij verwarmd worden, de kristallieten van de tetragonale in de kubische modificatie overgaan. Deze overgang gaat gepaard met een grote verandering in de elektrische eigenschappen, met name wordt de weerstand verscheidene machten van 10 groter. Het snelst gaat de weerstandstoeneming bij halfgeleidend bariumtitanaat, waarvan het Curie-punt bij 120 °C ligt. De temperatuurcoëfficiënt bereikt daar maximaal 60% per graad (*fig. 1*). Bij de mengtitanaten, waarvan de PTC-karakteristieken naar gelang van de samenstelling in andere temperatuurgebieden liggen, meet men over het algemeen maximaal 10 tot 20% weerstandsverandering per graad (*fig. 2*).

Het ligt voor de hand, de sterke weerstandstoeneming van deze materialen voor temperatuurafhankelijke schakelaars te gebruiken: stijgt de temperatuur van de thermistor, b.v. door toeneming van het erin gedissipeerde elektrische vermogen of door een stijging van de omgevingstemperatuur, tot dicht bij de Curie-temperatuur, dan knijpt hij de doorgaande stroom af. Daardoor wordt b.v. het opgenomen vermogen van een in serie geschakelde verbruiker verkleind of een relais bediend.

Een bijzonder geval doet zich evenwel voor wanneer

Dipl.-Phys. E. Andrich, medewerker van het laboratorium te Aken van Philips Zentrallaboratorium GmbH.

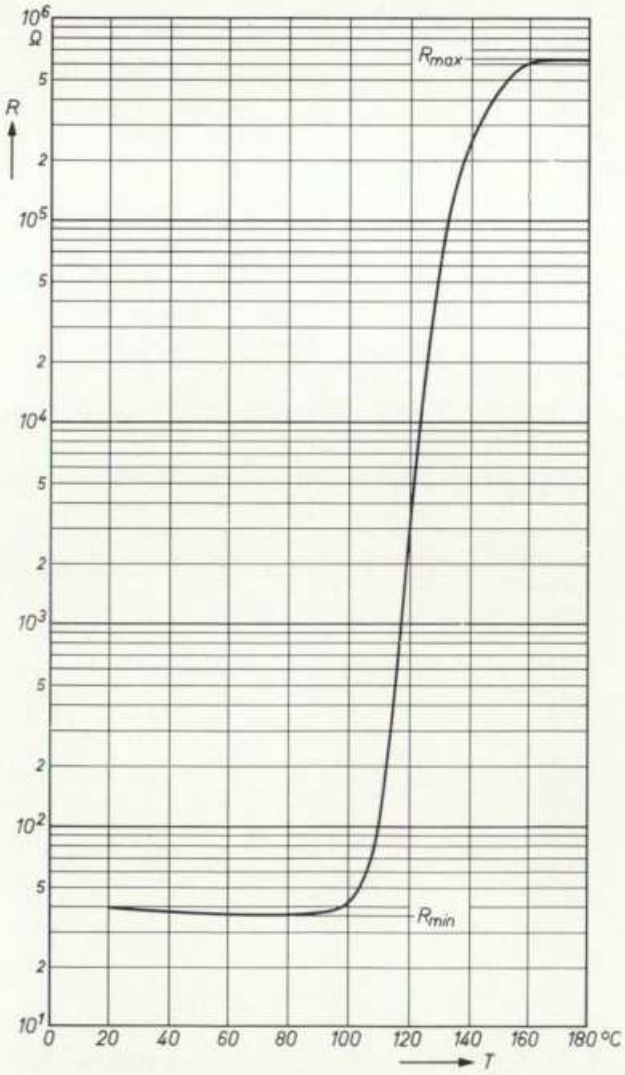


Fig. 1. De weerstand R van een PTC-thermistor van halfgeleidend $BaTiO_3$ als functie van de temperatuur T. De Curie-temperatuur is 120 °C. Daar is ook de temperatuurcoëfficiënt maximaal en bedraagt de weerstandsverandering ca. 60% per °C.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de thermistor zelf verbruiker is en het erin gedissipeerde vermogen als nuttig vermogen wordt gebruikt. In dat geval verenigt hij meer dan één functie in zich en regelt zijn eigen warmteproduktie, met andere woorden hij werkt als thermostaat. Immers, bij een gegeven spanning neemt de PTC-thermistor aanvankelijk veel stroom op, daar hij dan nog koud is en een lage weerstand heeft. Hij wordt door de Joule-warmte verhit en zou in een paar seconden witgloeiend worden, als de snelle weerstandstoeneming bij de Curie-temperatuur er niet was, die het opgenomen vermogen sterk doet dalen. Er stelt zich een evenwichtstoestand in, waarbij het opgenomen vermogen zich naar de afgevoerde warmte richt; de thermistor probeert zijn temperatuur dichtbij het Curie-punt te houden. Dit is in veel gevallen een waardevolle eigenschap voor een verwarmingselement dat aan een wisselende warmteafvoer blootstaat. Een sprekend voorbeeld is een soldeerbout, die, uitgerust met een dergelijk element, het opgenomen vermogen telkens bij de omstandigheden aanpast. Hij komt snel op temperatuur, wordt niet te heet wanneer hij niet gebruikt wordt, waardoor corrosie van de soldeerpunt verminderd wordt, en bij een grote warmteafvoer, zoals b.v. bij het solderen aan een chassis, compenseert hij snel het grote warmteverlies [1].

Van dergelijke soldeerbouten zijn in het Philipslaboratorium te Aken met succes proefmodellen gemaakt (fabricage ervan vindt voorlopig niet plaats). Andere toepassingen die thans onderzocht worden zijn een snel op temperatuur komend réchaud voor huishoudelijk gebruik en een laboratoriumapparaat voor het meten van het warmtegeleidingsvermogen; hierin fungeert de PTC-weerstand als warmtebron van nagenoeg constante temperatuur. Dit laatste apparaat kan zo gecon-

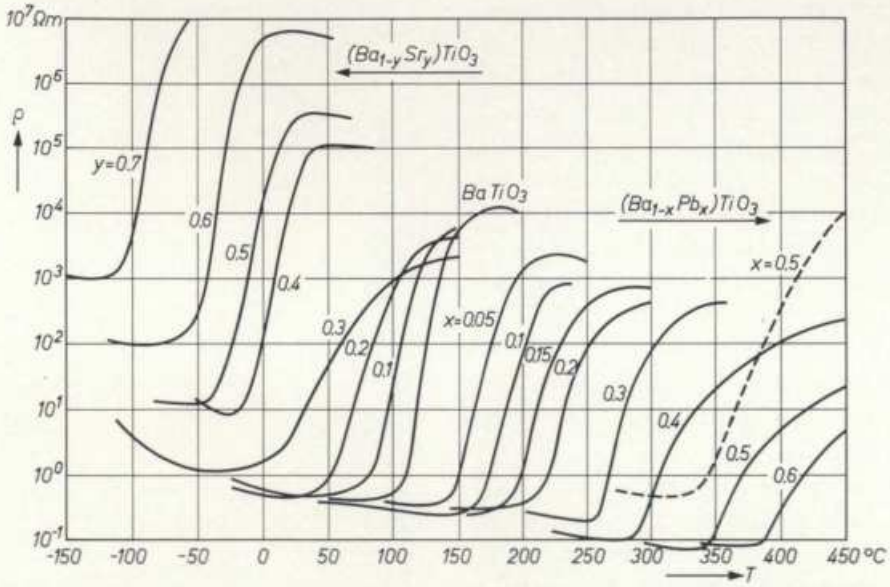


Fig. 2. De soortelijke weerstand ρ als functie van de temperatuur T van PTC-weerstanden die in het laboratorium zijn gesinterd. Het temperatuurgebied waarin een curve ligt hangt van de materiaalsamenstelling af; deze wordt door de indices x en y aangegeven. Voor $x = 0{,}5$ zijn twee curves gegeven die gelden voor twee op verschillende wijze gesinterde materialen van dezelfde samenstelling.

strueerd worden dat het opgenomen vermogen of de opgenomen stroom nauwkeurig evenredig is met het warmtegeleidingsvermogen van het meetobject.

Het gebruik van PTC-thermistors als verwarmingselementen werpt een reeks technologische problemen op. De elementen mogen bij snelle verhitting niet stuk springen, zij moeten tegen een hoge elektrische veldsterkte bestand zijn en bij werktemperaturen van 300 tot 400 °C een voldoende levensduur bezitten. Aan deze eisen kan tot op zekere hoogte door het fabricageprocédé van de keramische halfgeleiders en door geschikte methodes voor het aanbrengen van de contacten voldaan worden. Het onderzoek in het Philipslaboratorium te Aken heeft ertoe geleid dat de reproduceerbare vervaardiging van soldeerbouten en van de daarvoor benodigde PTC-elementen thans geen problemen meer biedt.

Wij zullen in dit artikel laten zien hoe gunstig sommige eigenschappen van de PTC-weerstanden voor de

[1] E. Andrich, Properties and applications of PTC thermistors Electronic Appl. **26**, 123-144, 1965/66.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

toepassing als verwarmingselement zijn. Verder zullen wij wijzen op enige uit de materiaaleigenschappen voortvloeiende beperkingen bij deze toepassing.

Eigenschappen van de halfgeleidende titanaten

Door bij de bereiding van de keramische elementen het $BaTiO_3$ met $SrTiO_3$ of met $PbTiO_3$ te mengen, verkrijgt men een uitgebreide scala van Curie-temperaturen; de PTC-karakteristieken liggen dienovereenkomstig gespreid (fig. 2). De Curie-temperatuur verschuift, naar gelang van het gehalte aan $SrTiO_3$ of aan $PbTiO_3$, naar lagere of naar hogere waarden. Door de aanwezigheid van 0,3 mol. % $LaTiO_3$ wordt het materiaal halfgeleidend. De weerstandssprong bij de Curie-temperatuur treedt niet overal in de keramische substantie op, maar alleen aan de korrelgrenzen tussen de samengesinterde kristallieten [2]. Daar vormen zich keerlagen, waarvan de weerstand niet alleen van de temperatuur maar ook van de aangelegde spanning afhangt. Het gebied met positieve temperatuurcoëfficiënt beslaat een traject van ca. 100 °C. Buiten dit traject is de temperatuurcoëfficiënt negatief (*fig. 3*).

Er moet op gewezen worden dat de krommen in fig. 1, 2 en 3 bij een spanning kleiner dan 2 V gemeten zijn. Bij de hogere spanningen, die bij het gebruik als verwarmingselement in aanmerking komen, gaat een afnemen van de weerstand bij toenemende spanning een rol spelen, zoals we dat van de VDR-weerstanden (voltage dependent resistors) kennen. De PTC-weerstand gedraagt zich als het ware als een parallelschakeling van een zuivere PTC-weerstand en een VDR-weerstand. De verhouding van de weerstanden R_{max} en R_{min} (fig. 1) bij het gebruik als verwarmingselement kan daardoor veel kleiner zijn dan bij een lage meetspanning wordt waargenomen; de weerstand verandert echter altijd nog met een factor van meer dan honderd, wat voor de temperatuurafhankelijke vermogensregeling van het verwarmingselement ruimschoots voldoende is.

Een belangrijke karakteristiek van de PTC-thermistor, waaruit het gedrag bij elektrische belasting blijkt, is daarom de stroom-spanningskarakteristiek; zie *fig. 4*. De figuur laat tevens zien dat deze karakteristiek van de temperatuur T van de thermistor afhangt. Men kan de

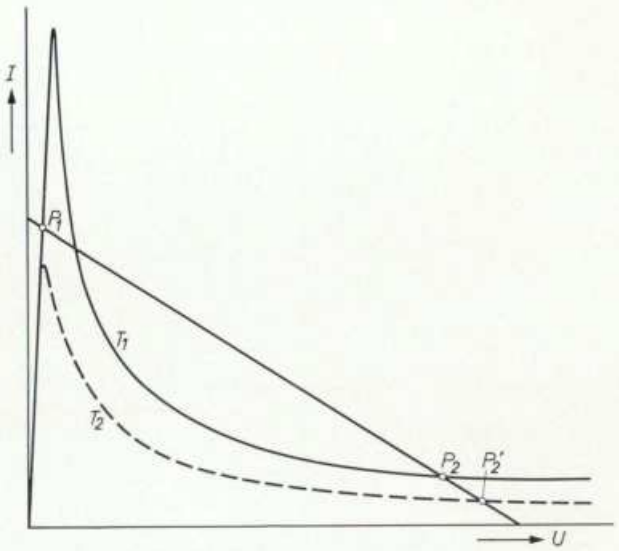


Fig. 4. De stroom-spanningskarakteristiek van een PTC-thermistor bij twee verschillende omgevingstemperaturen T_1 en T_2. Bij een lage omgevingstemperatuur T_1 heeft de karakteristiek twee stabiele snijpunten P_1 en P_2 met de belastingslijn van een in serie met de thermistor geschakelde weerstand R (een verbruiker); het snijpunt P_1 is een werkpunt met een relatief grote stroom. Bij een hogere omgevingstemperatuur T_2 is nog slechts één snijpunt P_2' aanwezig, met een kleine waarde van de stroom, wat betekent dat de thermistor de stroom door de verbruiker afgeknepen heeft.

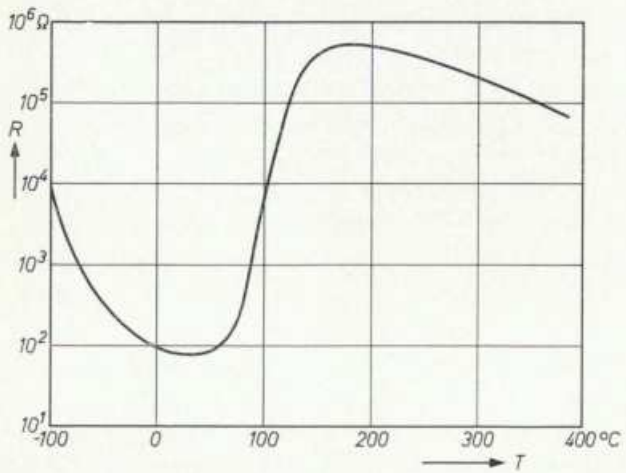


Fig. 3. De weerstand R van een PTC-thermistor in het temperatuurgebied van −100 °C tot +390 °C. Buiten het PTC-gebied van 50 °C tot 180 °C is de temperatuurcoëfficiënt negatief.

PTC-thermistor daardoor als een schakelelement gebruiken dat bij een stijging van de omgevingstemperatuur van T_1 naar T_2 de stroom door een in serie geschakelde verbruiker R afknijpt. De daarbij bereikte toestand komt overeen met punt P_2' in fig. 4. Men mag daarbij niet uit het oog verliezen dat dit proces meestal irreversibel is; bij daling van de omgevingstemperatuur tot T_1 wordt hoogstens P_2 als werkpunt verkregen. Een terugkeer naar de oorspronkelijke weerstand van de koude thermistor (werkpunt P_1) is in het algemeen pas mogelijk wanneer de stroomvoorziening tijdelijk geheel wordt onderbroken of wanneer de omgevingstemperatuur zover (onder het vriespunt!) daalt dat de stroom-spanningskarakteristiek geheel boven de belastingslijn van de verbruiker komt te liggen. Daarom is de continue temperatuurafhankelijke vermogensregeling van een uit een weerstand bestaande verbruiker door een in serie geschakelde PTC-weerstand meestal zinloos; de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

thermistor werkt in zo'n schakeling bij wijze van spreken alleen als een trage smeltveiligheid [1].

Dat brengt ons op een schare van andere belangrijke karakteristieken van het element, de stroom-tijdkarakteristieken (*fig. 5*). Daaraan ziet men dat na een zekere tijd de relatief grote aanloopstroom plotseling tot een kleine restwaarde terugvalt; dan is namelijk de Curietemperatuur bereikt. Hoe groter de beginstroom is, des te eerder vindt de omschakeling op de kleine reststroom plaats, in extreme gevallen al na fracties van een seconde[1]. Als zulke korte automatisch eindigende verhittingsprocessen mogelijk zijn en PTC-thermistors met Curiepunten tot boven 400 °C (zie fig. 2) vervaardigd kunnen worden, dan zou men verwarmingselementen moeten kunnen maken die dadelijk na het inschakelen hun bedrijfstemperatuur bereiken en deze vervolgens constant houden. Wij zullen later (blz. 179) zien dat verwarmen binnen een fractie van een seconde bij het gehele te verhitten systeem niet te realiseren is, want wij hebben hier nog geen rekening gehouden met de warmteweerstanden van de thermistor en van de materialen die passief verhit worden en met hun warmtecapaciteit. Bovendien staan meestal maar beperkte elektrische vermogens ter beschikking.

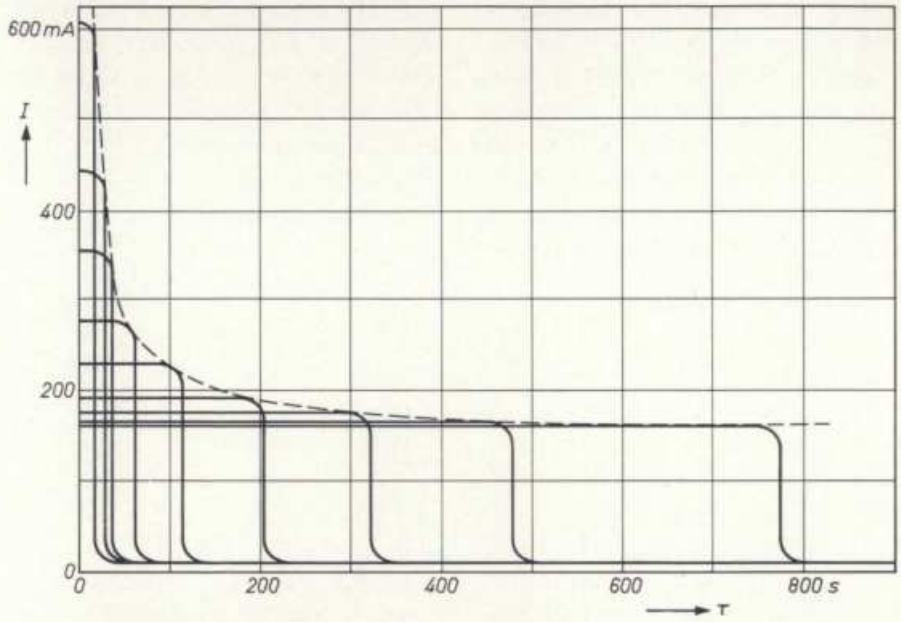


Fig. 5. Stroom-tijdkarakteristieken van een PTC-thermistor. Hoe hoger de beginstroom is, des te eerder bereikt de thermistor zijn Curie-temperatuur, waarbij de stroom plotseling tot een kleine restwaarde afneemt. De schakeltijd τ als functie van de beginstroom *I* wordt door de in streeplijn getekende omhullende aangegeven.

De technologie van (Ba,Pb)TiO_3

Bij de (Ba,Pb)-titanaten ligt de Curie-temperatuur hoog en daardoor in een voor de toepassing als verwarmingselement interessant temperatuurgebied. Dit rechtvaardigt dat wij speciaal op de vervaardiging van dit mengsel wat nader ingaan. Het is het doelmatigst de beide componenten $BaTiO_3$ en $PbTiO_3$ apart te bereiden. De bereiding van het $BaTiO_3$ gebeurt in een voorsinterproces bij ca. 1100 °C volgens de vergelijking $BaCO_3 + TiO_2 \rightarrow BaTiO_3 + CO_2$, de bereiding van het $PbTiO_3$ in een voorsinterproces bij ca. 950 °C volgens de vergelijking $PbO + TiO_2 \rightarrow PbTiO_3$ (zie het schema in *fig. 6*). De voorsinterprocessen leveren poe-

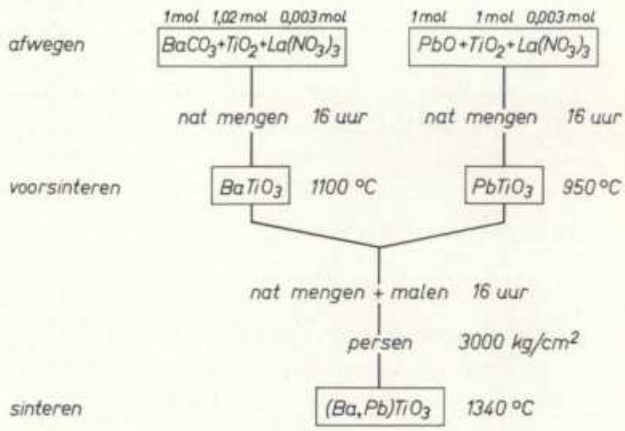


Fig. 6. Schema van het bereidingsprocédé van (Ba,Pb)TiO_3.

[1] E. Andrich en K. H. Härdtl, Onderzoekingen aan halfgeleiders van $BaTiO_3$, Philips techn. T. **26**, 285-293, 1964/65.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ders op van fijnkristallijn gedoteerd titanaat; deze worden nu ca. 16 uur lang in een kogelmolen fijngemalen en tegelijk in de gewenste verhouding grondig gemengd. Daarna wordt het mengpoeder koud samengeperst tot een tablet, dat de vorm van het uiteindelijke verwarmingselement heeft. Dit tablet wordt ten slotte tot een keramisch produkt van grijsblauwe kleur gesinterd bij een temperatuur van 1300 tot 1400 °C; daarbij slinkt het volume ervan ca. 20%.

Tijdens het sinteren ontstaan er moeilijkheden, doordat er bij deze hoge temperaturen gemakkelijk PbO verdampt. Het PbO reageert bovendien met de keramische elementen die in het algemeen bij het sinterproces te pas komen, zoals de grondplaat of het schuitje en de ovenbuis. Ter vermijding van dergelijke reacties heeft men daarom bij de bereiding van deze titanaten, evenals bij de bereiding van PbO-houdende piëzo-elektrische keramische materialen, grondplaten en gesloten kroezen van platina nodig.

veel hoger wordt. Dat is aan de hand van de in *fig. 7* als voorbeeld gegeven karakteristieken gemakkelijk in te zien. Uit de weerstand-temperatuurkarakteristiek (*R-T*-karakteristiek) van een thermistor van $(Ba_{0,5}Pb_{0,5})TiO_3$, die in fig. 7*a* is weergegeven, leest men het temperatuurinterval $\Delta T = 150$ °C af waarbinnen de temperatuurcoëfficiënt positief is, en uit de stroom-spanningskarakteristiek (*I-U*-karakteristiek, fig. 7*b*) het overeenkomstige spanningsinterval $\Delta U = 66$ V. De verhouding $\Delta T/\Delta U = 2{,}3$ °C/V geeft dan de gemiddelde temperatuurverandering per volt. Wanneer bij 6 V het stroommaximum bij 350 °C bereikt wordt, dan berekent men voor 10 V een bedrijfstemperatuur in de thermistor van ca. 359 °C, en voor 20 V een bedrijfstemperatuur van 382 °C.

Anderzijds blijkt hieruit dat door variëren van de aangelegde spanning een precieze instelling van de temperatuur van de thermistor mogelijk is. Natuurlijk kan deze vereenvoudigde berekening slechts een globaal

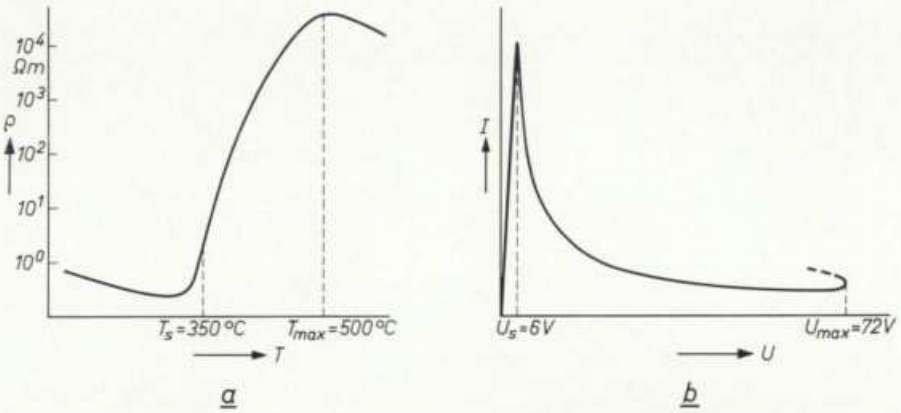


Fig. 7. *a*) Weerstand-temperatuurkarakteristiek en *b*) stroom-spanningskarakteristiek van een thermistor van $(Ba_{0,5}Pb_{0,5})TiO_3$. Het temperatuurinterval T_{max}-T_s in (*a*) komt overeen met het spanningsinterval U_{max}-U_s in (*b*).

De sintercondities (temperatuur en atmosfeer) hebben, evenals de voorbehandeling van de poeders, bij het mengsel $(Ba,Pb)TiO_3$ een grote invloed op het eindprodukt (groter dan bij de zuivere $BaTiO_3$-halfgeleiders), zodat er zeer veel proefseries nodig waren voordat een methode voor de reproduceerbare bereiding gevonden werd.

Het PTC-verwarmingselement

Nauwkeurigheid van de temperatuurregeling

De bedrijfstemperatuur van een PTC-verwarmingselement wordt door een variatie van de bedrijfsspanning maar weinig beïnvloed. Wanneer een dergelijke thermistor b.v. voor 10 V ontworpen is, kan men hem ook bij 20 V gebruiken, zonder dat zijn temperatuur

beeld van het gedrag van de thermistor geven. Er zou ook nog rekening gehouden moeten worden met de warmteafvoer naar de omgeving, de niet-lineariteit van de karakteristiek en met de afmetingen van de thermistor. Maar ook als men er veel meer rekenwerk aan besteden wil, komt men niet uit zonder vereenvoudigende veronderstellingen en bereikt men derhalve geen veel betere overeenstemming met de metingen.

De genoemde temperaturen bestaan alleen in het inwendige van de thermistor, want het warmtegeleidingsvermogen van het thermistormateriaal is gering ($\lambda \approx 1$ W/m °C). Hierdoor is de temperatuurstabilisatie aan het oppervlak minder volledig dan men op grond van de elektrische eigenschappen van de thermistor zou verwachten. Daar komt nog bij, dat bij de montage b.v. van een soldeerbout in de praktijk het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

element met een elektrische isolatie omgeven wordt, waarvan het warmtegeleidingsvermogen in het algemeen ook slechts gering is. Ten slotte heeft de tamelijk grote warmtecapaciteit van het metalen omhulsel dat de warmte moet afgeven ten gevolge dat dit omhulsel met een zekere vertraging reageert op de temperatuurstabilisatie van de thermistor. Men kan de invloed van deze factoren, die de temperatuurregeling nadelig beïnvloeden, klein houden o.a. door gebruik van een dun PTC-element en door een zorgvuldige keuze van de isolatie en van het metalen omhulsel; hierbij zijn compromissen onvermijdelijk.

De verschillende lagen halfgeleider-isolatie-metaal mogen niet star met elkaar verbonden zijn, ofschoon dat voor de warmteoverdracht het gunstigst zou zijn. Zelfs bij een vergaande aanpassing van de thermische uitzettingscoëfficiënten zouden de materialen mechanisch gaan werken, omdat er gedurende het warm worden en bij grotere warmteafvoer grote temperatuurverschillen tussen kunnen optreden. De vlakken die de warmte tussen de materialen overdragen moeten wel zeer goed op elkaar passen. Luchtlagen ertussen moeten zoveel mogelijk worden vermeden.

Ook wanneer men een optimale constructie van de soldeerbout veronderstelt, blijven de twee passieve grootheden warmteweerstand en warmtecapaciteit in het systeem aanwezig. Deze bewerken naast een zekere tijdvertraging in de regeling ook dat de temperatuur aan de soldeerpunt lager is dan in het element en sterk van de warmteafvoer afhangt. Een geregeld element zorgt dus nog niet voor een van de belasting onafhankelijke constante temperatuur aan de soldeerpunt; dit is iets wat men gemakkelijk over het hoofd ziet en wat in dezelfde mate ook geldt voor soldeerbouten met een andere wijze van temperatuurregeling, b.v. met behulp van een bimetaal.

Werkspanning en belastbaarheid

De spanning mag niet zomaar tot de volgens fig. 7*b* maximaal bereikbare waarde U_{max} worden opgevoerd. Wanneer de minimale weerstand van een verwarmingsthermistor onder zijn Curie-punt nl. 1 Ω bedraagt, dan geeft dat bij een werkspanning van 32 V al een opgenomen vermogen van 1 kW, en dat betekent dat het element in minder dan 1 s heet wordt. Daarbij ontstaat vanwege het thermische contact met het warmteafgevende metalen omhulsel een sterke temperatuurgradiënt in de halfgeleider, die het keramische materiaal kan doen springen. Het inschakelvermogen van een verwarmingselement met een oppervlakte van ca. 1 cm² mag, om dat te vermijden, niet groter zijn dan 300 tot 400 W. Legt men daarentegen aanvankelijk een kleinere spanning aan en wacht men tot de thermistor en het te verhitten systeem een nagenoeg stationaire temperatuur nabij het Curie-punt bereikt hebben, dan kan men ook tot aan de maximale spanning gaan waartegen de thermistor bestand is, dus in ons voorbeeld tot ca. 70 V.

Het is ook gelukt, halfgeleiders van (Ba,Pb)TiO_3 te vervaardigen die de netspanning kunnen uithouden. In het laboratorium bereide monsters van halfgeleidend ($Ba_{0,5}Pb_{0,5}$)TiO_3 verdroegen tot 600 V/mm. De *R-T*-karakteristiek van deze thermistors heeft boven de Curie-temperatuur een weerstandssprong, die zich over vijf decaden uitstrekt. Helaas maken de overige eigenschappen van deze thermistors ze voor sommige toepassingen, zoals b.v. soldeerbouten, tot nu toe ongeschikt. Grotendeels valt nl. de weerstand van deze thermistors beneden de Curie-temperatuur te laag uit: 5 Ω bij 1 mm elektrodenafstand en 1 cm² oppervlak. Bij een bedrijfsspanning van 220 V zou dat een inschakelvermogen van bijna 10 kW geven en dat is beslist teveel voor deze halfgeleiders. Neemt men daarentegen materiaal van hoge weerstand (d.w.z. met een ϱ van enige tientallen Ωm), dan doet zich het bezwaar voor dat hierbij de negatieve temperatuurcoëfficiënt tussen kamertemperatuur en Curie-temperatuur al zeer duidelijk merkbaar wordt. Heeft een (Ba,Pb)TiO_3-thermistor vlak onder zijn Curie-temperatuur van 340 °C b.v. een weerstand van 300 Ω, dan ligt zijn weerstand bij kamertemperatuur al een factor 10 hoger, dus bij ca. 3000 Ω[3]. Hierdoor is er geen sprake meer van op temperatuur komen in enige seconden.

Een andere eigenschap, die vooral bij PTC-weerstanden voor netspanning moeilijkheden veroorzaakt, is de inhomogene verdeling van de spanning over de stroomweg. Ten gevolge van het geringe warmtegeleidingsvermogen van het keramische materiaal bestaat er in de thermistor, zoals reeds vermeld, een tamelijk grote temperatuurgradiënt (*fig. 8*); de warmte wordt immers

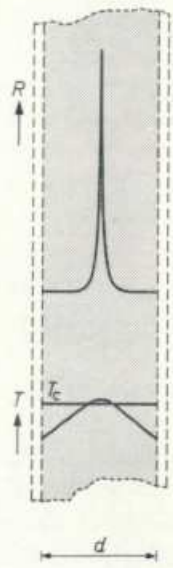


Fig. 8. Het verloop van de temperatuur *T* (*onder*) en de weerstand *R* (*boven*) langs de weg van de stroom door het PTC-element bij gelijke warmteafgifte links en rechts. *d* dikte van het element.

[3] Deze factor is bij materiaal met een lage weerstand ($\varrho \approx 0{,}1$ Ωm) slechts 2,5.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

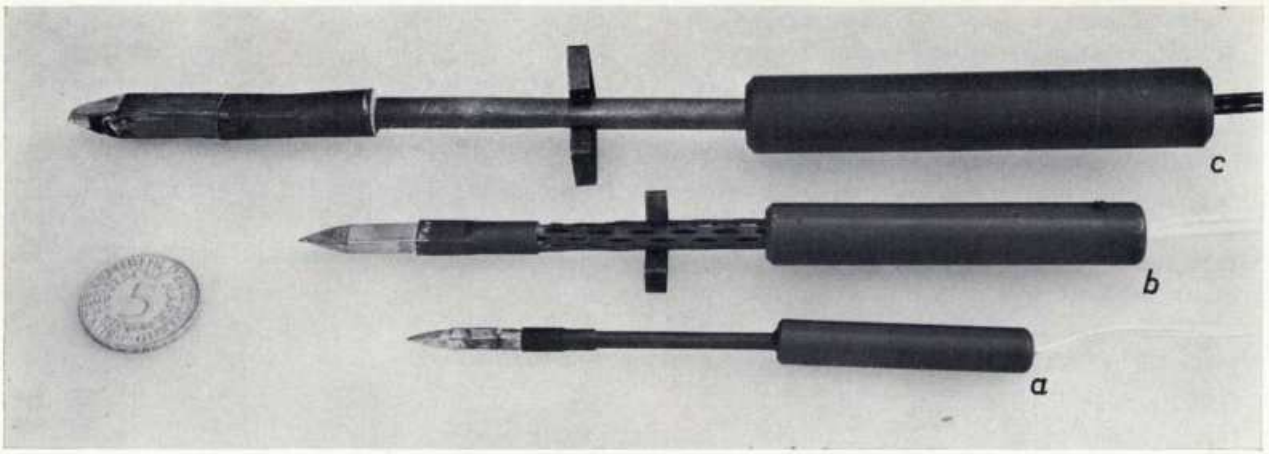


Fig. 9. Drie laboratoriummodellen van soldeerbouten met PTC-elementen; de bedrijfsspanning is 5-20 V. Het maximale vermogen is resp. *a*) 23 W, *b*) 50 W en *c*) 120 W.

alleen over de contactoppervlakken afgevoerd. Zoals in fig. 1 zichtbaar is, neemt de weerstand in het PTC-gebied ongeveer exponentieel met de temperatuur toe. Op lineaire schaal getekend is het weerstandsverloop dus ongeveer zoals met de bovenste curve in fig. 8 is geschetst: het grootste deel van de spanning staat over een fractie van de dikte in het inwendige van de halfgeleider. Daar concentreert zich ook de warmteontwikkeling, en dat heeft juist tot gevolg dat de temperatuurgradiënt nog groter wordt, wat dan weer tot een verdere concentratie van de warmteontwikkeling voert; het geheel is onstabiel totdat de spanningsval zich in een zeer dunne laag in het inwendige van de thermistor geconcentreerd heeft [4]. Dezelfde soort onstabiliteit treedt op bij serieschakeling van twee PTC-weerstanden: men neemt waar dat bij het aanleggen van de spanning een ervan, die iets gunstigere thermische beginvoorwaarden heeft gehad, heet wordt en de andere koud blijft. Als men bedenkt dat de sterke weerstandsverandering aan de korrelgrenzen plaatsvindt, kan men de thermistor ook als een serieschakeling van PTC-weerstandslagen beschouwen. Wanneer de spanning zich nu op een paar korrelgrenzen concentreert, geeft dat, vooral bij netspanning, zeer hoge veldsterkten en plaatselijke oververhitting; ten slotte splijt de keramiek ter plaatse van de grootste temperatuurgradiënt ten gevolge van mechanische spanningen. Zelfs bij een dikte van 1 mm kunnen de elementen nog loodrecht op de stroomdoorgang in tweeën splijten.

Op grond van deze verschijnselen — waarvan het onderzoek nog niet is afgesloten — lijkt de toepassing van PTC-elementen voor netspanning vooreerst beperkt tot die gevallen waarin zij met een beperkt vermogen op temperatuur gebracht worden en waarin geen al te grote warmteafgifte per oppervlakte-eenheid wordt verlangd. Wij zullen hieronder nog zien dat zulke PTC-elementen in een réchaud voor huishoudelijk gebruik een gunstige toepassing kunnen vinden en, ondanks deze beperking, een conventioneel verwarmingselement in doelmatigheid overtreffen.

Gevoeligheid voor de omgevende atmosfeer; contacten

De PTC-thermistor is bij werktemperaturen boven 250 °C zeer gevoelig voor de omgevende atmosfeer, vermoedelijk omdat bij hogere temperatuur een aanmerkelijke zuurstofdiffusie in de halfgeleider optreedt. Bereikt de thermistor onder elektrische belasting deze temperaturen en houdt men hem in een reducerende atmosfeer of in vacuüm, dan verliest hij door reductie snel zijn positieve temperatuurcoëfficiënt, overschrijdt verre zijn Curie-temperatuur en wordt door de als een lawine toenemende stroom vernield. In een oxiderende atmosfeer, zoals b.v. in lucht, verandert de halfgeleider daarentegen onder dezelfde belasting niet van elektrische eigenschappen. Door langzame afkoeling na het sinteren of ook door tempering in lucht bij ca. 550 °C bereikt hij zijn optimale PTC-eigenschappen en hij behoudt deze daarna, ook bij maandenlange elektrische belasting, mits in lucht gehouden. Dit hebben wij in maandenlange duurproeven met halfgeleiders van de samenstelling $(Ba_{1-x}Pb_x)TiO_3$ tot $x = 0{,}6$ nagegaan. De enige verandering werd aan de metallische contacten waargenomen, die langzaam oxideerden. Edele metalen kunnen voor de contacten van PTC-weerstanden niet genomen worden, omdat ze keerlagen aan het oppervlak van de thermistor doen ontstaan met soms aanzienlijke overgangsweerstanden. De ervaring wijst uit dat het contactmetaal, wil het een goede stroomdoorgang mogelijk maken, een zekere affiniteit tot zuurstof moet hebben. Weliswaar betekent dit bij hoge werktemperatuur een geleidelijke oxidatie van het contact en daarmee een verslechtering van de overgang. Met opgedampte nikkelchroomcontacten kan echter, zoals

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de bevindingen in het laboratorium tonen, een levensduur van meer dan 3000 uren bereikt worden.

Soldeerbout en réchaud met PTC-verwarmingselementen

Soldeerbouten met PTC-verwarmingselementen zijn in dit laboratorium in enige uitvoeringen van verschillend vermogen vervaardigd; drie ervan zijn in *fig. 9* weergegeven. De constructie is steeds dezelfde; een rechthoekig, 1 mm dik tablet van $(Ba_{0,5}Pb_{0,5})TiO_3$ met opgedampte metaalelektrodes wordt tussen twee metalen stroken gelegd, die de stroom toevoeren (zie *fig. 10*). Als elektrische isolatie wordt er aan beide kanten mica opgelegd; het geheel wordt in een koperen buis gestoken. Het einde van de buis loopt in een punt uit.

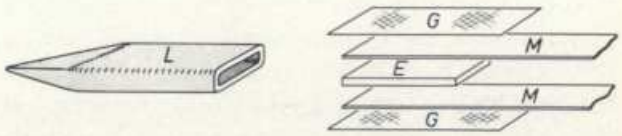


Fig. 10. Samenstelling van de soldeerbout. *E* PTC-element. *M* stroken metaal voor de stroomtoevoer. *G* plaatjes mica. *L* soldeerpunt.

Er zijn ook soldeerbouten met een anders uitgevoerde temperatuurregeling; deze werken met een bimetaal, met een thermoelement of door gebruik te maken van het ferromagnetisch Curiepunt. Zij bezitten dezelfde gunstige eigenschappen als de soldeerbout met een PTC-element, namelijk een snelle verhitting tot werktemperatuur, automatische compensatie van een grotere warmteafvoer, en begrenzing van de temperatuur als er niet gesoldeerd wordt. Een voordeel van de PTC-elementen ten opzichte van al deze oplossingen is evenwel dat dit alles een eigenschap van het element zelf is; bovendien regelen zij zonder in- en uit te schakelen, dus storingsvrij, en hebben ze maar twee toevoerdraden nodig.

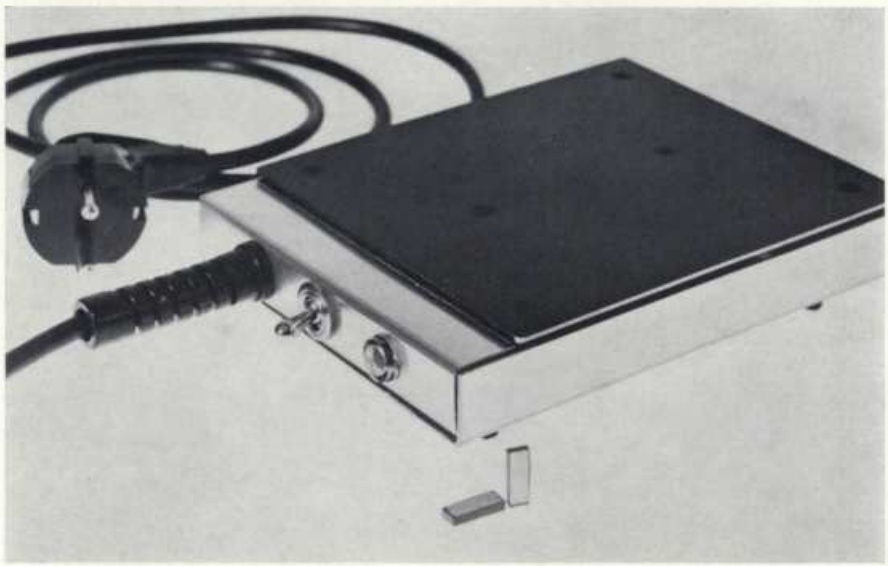


Fig. 11. Laboratoriummodel van een op netspanning werkend réchaud. Stationair vermogen 33 W, temperatuur van de plaat 120 °C. De plaat wordt verhit door twee PTC-thermistors (vooraan op de foto).

De werkspanning van de soldeerbouten mag variëren van 5 tot 20 V; bij een spanning van 10 V neemt de middelste soldeerbout (*b*) van fig. 9 aanvankelijk een vermogen op van 100 W, dat hem binnen 10 s op temperatuur brengt. Het maximale continu opgenomen vermogen, b.v. bij solderen aan een chassis, is 50 W; wanneer er niet mee gesoldeerd wordt, is het opgenomen vermogen 10 W en de temperatuur van de soldeerpunt is dan ongeveer 300 °C. De beide andere afgebeelde uitvoeringen *a* en *c* hebben een maximaal vermogen van resp. 23 W en 120 W en verbruiken in rust resp. 7 W en 20 W. De maximale warmteafgifte van de PTC-elementen is ca. 30 W/cm². De levensduur van deze soldeerbouten wordt door de bovengenoemde geleidelijke oxidatie der contacten bepaald; zij bedraagt, zoals gezegd, meer dan 3000 uren.

Een tweede toepassing van PTC-verwarmingselementen, die thans in dit laboratorium beproefd wordt, is een réchaud voor huishoudelijk gebruik, uitgerust met nog in een experimenteel stadium verkerende thermistors voor netspanning. In *fig. 11* is een laboratorium-

[4] De inverse gang van zaken vindt men bij de NTC-weerstand; daar concentreert bij een zekere belasting de *stroom* zich in het inwendige van de weerstand, en hij kan daar zelfs een doorslagkanaal vormen. Zie E. Andrich en P. L. Gillessen, Eigenschappen en toepassingsmogelijkheden van PTC-thermistors, Polytechn. T. **E 19**, 592-597, 613-619, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uitvoering afgebeeld en daarbij de twee elementen die de verwarming van zo'n réchaud verzorgen. Bij massaproduktie zou men, dank zij de temperatuurregeling die het optreden van te hoge temperaturen voorkomt, het réchaud in een — uit een oogpunt van kostprijs gunstig — huis van thermoplastische kunststof kunnen inbouwen zonder dat de vormvastheid daarvan in gevaar komt. Met een uit een normale weerstand bestaand verwarmingselement zonder uitwendige temperatuurregeling is dat alleen te bereiken als men het een voldoende hoge weerstand geeft; dan duurt het evenwel zeer lang tot het réchaud de gewenste temperatuur bereikt. Uit *fig. 12* blijkt dat bij verwarming door thermistors het réchaud sneller warm wordt. De verwarming door thermistors wordt in deze figuur vergeleken met de verwarming van hetzelfde réchaud met een vermogen dat kunstmatig constant gehouden werd op de vanuit genoemd gezichtspunt maximaal toelaatbare waarde; deze is gelijk aan het stationaire vermogen van de thermistors. Men ziet uit de figuur dat het réchaud met verwarming door thermistors in iets meer dan 4 minuten de eindtemperatuur van 120 °C tot op 10% genaderd is, terwijl het réchaud bij constant vermogen daar 25 minuten voor nodig heeft. Vanwege de hogere eisen die aan de isolatie gesteld worden en de veel grotere warmtecapaciteit van het réchaud wordt het lang zo snel niet warm en is het regeleffect lang niet zo goed als bij de soldeerbout, maar toch belooft dit principe ook hier duidelijke voordelen.

Concluderend kunnen wij zeggen dat de PTC-thermistor op grond van deze laboratoriumervaringen goede vooruitzichten heeft om als thermostatisch verwarmingselement toepassing te vinden. Toepassing ervan komt hoofdzakelijk voor kleine vermogens, tot ongeveer 100 W, in aanmerking. PTC-verwarmingselementen voor lage spanning en met werktemperaturen tot 400 °C kunnen thans met goed reproduceerbare eigenschappen vervaardigd worden.

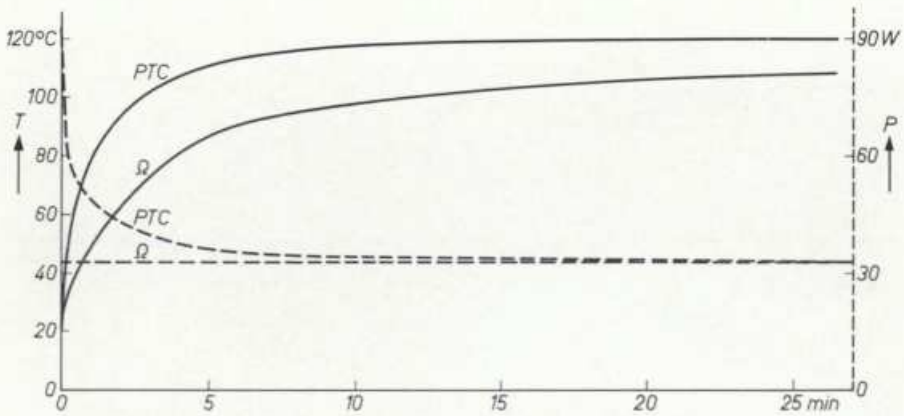


Fig. 12. Temperatuur (getrokken krommen) en opgenomen vermogen (gestreepte krommen) van het réchaud na het inschakelen. *PTC*: verloop van temperatuur en opgenomen vermogen bij verwarming door PTC-thermistors. *Ω*: temperatuurverloop bij kunstmatig constant gehouden vermogen, wat overeenkomt met verwarming door een element bestaande uit een normale weerstand.

Samenvatting. Er bestaan voor PTC-weerstanden interessante toepassingsmogelijkheden als thermostatisch verwarmingselement. PTC-weerstanden zijn keramische halfgeleiders waarvan de weerstand boven hun kristallografische overgangstemperatuur sterk toeneemt. Wanneer een spanning wordt aangelegd worden zij dank zij een grote stroomdoorgang snel heet en pas bij het bereiken van de overgangstemperatuur reduceren zij het opgenomen vermogen. Daarna regelen zij dit in overeenstemming met de hoeveelheid afgevoerde warmte. Deze regeling verloopt continu; verwarming, temperatuurmeting en vermogensregeling zijn in het element zelf verenigd en dit verdraagt b.v. een verdubbeling van de spanning zonder dat de werktemperatuur er veel door verandert. PTC-verwarmingselementen zijn in het bijzonder voor lage spanning (tussen 5 V en 40 V) en voor kleinere vermogens dan 100 W geschikt of economisch aantrekkelijk. Bij experimenten met soldeerbouten gaven zij zeer goede resultaten. Deze zijn binnen 10 seconden op temperatuur en kunnen het opgenomen vermogen zonodig tot het 5-voudige vergroten wanneer een sterke afkoeling van de soldeerbout door het te solderen voorwerp plaatsvindt. Voorbeelden van andere toepassingen zoals een réchaud (voor netspanning) en een apparaat voor het meten van het warmtegeleidingsvermogen van materialen zijn in onderzoek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Elektrostatische motoren

B. Bollée

De krachten van magnetische aard tussen bewegende elektrische ladingen, die in feite ten grondslag liggen aan alle elektromotoren zoals wij die kennen, zijn veel kleiner dan de elektrostatische krachten tussen dezelfde ladingen. Dit overwegende zou men zich erover kunnen verbazen dat een, op het tweede effect berustende, elektrostatische motor in de praktijk niet voorkomt. In het hier volgende artikel worden de redenen uiteengezet waarom de elektrostatische motor onder gebruikelijke omstandigheden zo sterk in het nadeel is ten opzichte van de magnetische motor. Tevens blijkt dat eventuele toepassingen van elektrostatische motoren voornamelijk gezocht zullen moeten worden op het gebied van de extreme miniaturisatie. Aangetoond wordt dat het, althans met de zeer verfijnde technieken die in een modern laboratorium ter beschikking staan, mogelijk is verschillende soorten elektrostatische motoren te maken met koppels die voor de praktijk interessant kunnen zijn.

Inleiding

In de huidige tendens naar miniaturisatie zoekt men ook naar wegen om steeds kleinere elektromotoren te maken, die dan natuurlijk nog een bruikbaar mechanisch vermogen moeten afgeven. Gaat het bovendien om apparaten met eigen energiebron (batterij, accu, energiepapier [1], zonnecel), dan is tevens het rendement van groot belang, ten einde de omvang van deze bron te kunnen beperken, of de gebruiksduur ervan te kunnen verlengen. Bij de miniaturisatie van motoren gaat het derhalve vooral om twee dingen: het vermogen per volume-eenheid en het rendement.

Bij de traditionele elektromagnetische motor, en bij al zijn moderne varianten, wordt zowel het vermogen per volume-eenheid als ook het rendement kleiner indien men een zelfde ontwerp op kleinere schaal uitvoert. Dit is te wijten aan de energiedissipatie in de magneetspoelen, die in verhouding tot het opgenomen elektrische vermogen groter wordt naarmate de motor kleiner is. De *elektrostatische* motor, waarvan de werking berust op de krachten die elektrische velden uitoefenen op elektrische ladingen, bevat geen spoelen, en de dissipatie in deze motor — die te wijten is aan ladingtransport in een configuratie van korte, parallel geschakelde elektrodes en aan diëlektrische verliezen — is zeer gering. Men kan derhalve verwachten dat de verhouding van dissipatie tot opgenomen vermogen voor een zeer kleine elektrostatische motor gunstig zal afsteken bij die voor een magnetische motor van dezelfde omvang. Uitgaande van deze gedachte hebben wij een hernieuwd onderzoek ingesteld naar de mogelijkheden om elektrostatische motoren te realiseren.

Evenals bij de magnetische motoren heeft men in het elektrostatische geval synchroon en asynchroon lopende motoren. Met beide soorten hebben we ons bezig-gehouden, en beide komen straks uitvoerig ter sprake; een korte aanduiding van elk moge hier alvast volgen.

Grondslagen van de synchrone en de asynchrone elektrostatische motor

De door ons beschouwde synchrone motor is in zijn meest elementaire vorm geschetst in *fig. 1*: een draaicondensator, aangesloten op een blokspanning. Wan-

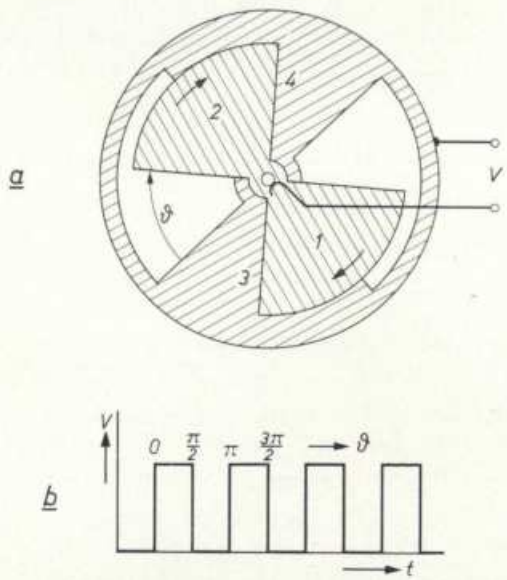


Fig. 1. Principe van de door ons beschouwde synchrone elektrostatische motor: een draaicondensator aangesloten op een blokspanning. Tussen $\vartheta = 0$ en $\vartheta = \pi/2$ staat er spanning tussen de rotor en de stator; het rotorblad *1* wordt dan aangetrokken door het statorblad *3*, en *2* door *4*. De volgende kwartslag is de spanning nul en draait de rotor door de traagheid verder.

Ir. B. Bollée, destijds medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, thans hoofd van de Universiteitswerkplaats te Utrecht.

[1] P. A. Boter en M. D. Wijnen, Energiepapier, Philips techn. T. **28**, 204-205, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

neer de motor met de juiste (de synchrone) snelheid loopt, draait de rotor een halve slag in één periode van de spanning. Gedurende de kwartslag dat rotor- en statorbladen elkaar naderen staat er spanning tussen, zij trekken elkaar aan. Gedurende de volgende kwartslag is de spanning nul, de rotor draait dan door zijn traagheid verder. Hoewel het koppel in één periode een sterke fluctuatie vertoont, is deze motor synchroon in die zin dat hij in de pas loopt met de periodieke voedingsspanning.

Zowel de configuratie van de elektrodes als ook hun aantal kan men zeer verschillend kiezen. In *fig. 2* is een door ons vervaardigd motortje te zien met 60 axiaal gerichte elektrodes.

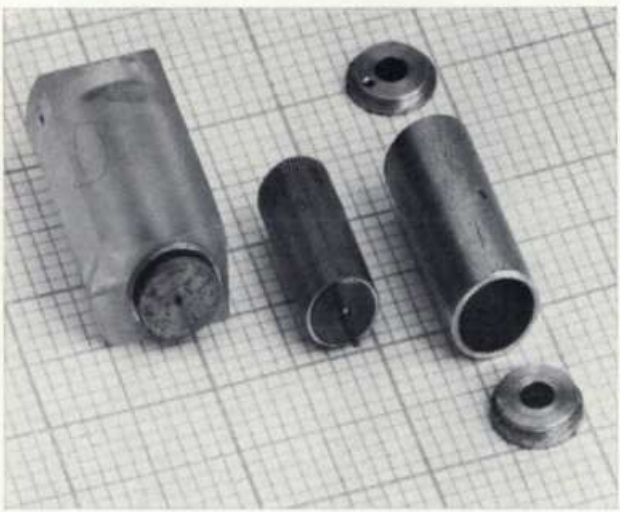


Fig. 2. Elektrostatisch synchroon motortje met 60 elektrodes. Lengte van de rotor 10 mm, diameter 4,5 mm, spleet tussen stator- en rotorelektrodes 10 μm. Rotor en stator zijn holle cilinders van aluminium waarin rechthoekige groeven zijn gefreesd. Het asje loopt in saffierstenen. Maximum vermogen ca. 100 μW bij 220 V en 50 Hz.

De werking van de *asynchrone* elektrostatische motor berust op het feit dat een cilinder van een materiaal dat in geringe mate elektrisch geleidend is (een „slechte isolator") een koppel ondervindt in een elektrisch draaiveld. Dit is schematisch aangegeven in *fig. 3*. Zet men een spanning op de condensator en draait men deze om de as van de cilinder *A*, dan ondervindt de cilinder een koppel. De verklaring is, dat door het veld influentieladingen op de cilinder ontstaan. Door de weerstand blijven deze enigszins achter bij het draaiende veld, en dientengevolge oefent het veld een koppel op de ladingen uit en daarmee ook op de cilinder. Een cilinder van een materiaal dat niet elektrisch geleidend is maar wel diëlektrische hysteresis vertoont ondervindt eveneens een koppel in een draaiveld.

Wil men een dergelijk verschijnsel gebruiken voor het maken van een elektromotor, dan dient men het

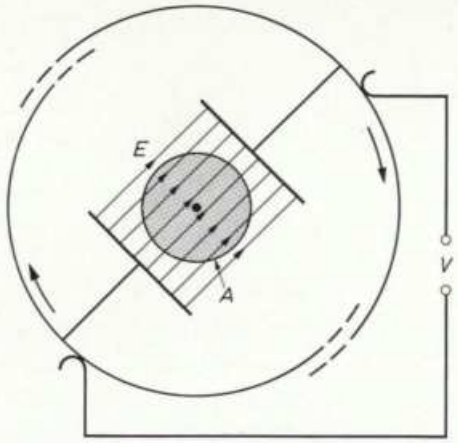


Fig. 3. De werking van de asynchrone elektrostatische motor berust op het verschijnsel dat een cilinder *A* die enigszins geleidend is (of diëlektrische hysteresis vertoont), in een elektrisch draaiveld *E* een koppel ondervindt.

draaiveld natuurlijk op andere wijze te verkrijgen, en wel door middel van in faze verschoven spanningen op een aantal stilstaande elektrodes. De eenvoudigste opstelling is die van *fig. 4*, waar twee paar elektrodes zijn aangesloten op spanningen die onderling 90° in faze verschillen. Een configuratie die wij inderdaad hebben uitgevoerd, met drie elektrodes, aan te sluiten op drie onderling 120° in faze verschillende spanningen, is weergegeven in *fig. 5*.

Zowel de motor van fig. 4 als die van fig. 5 noemt men tweepolig: in de daarin optredende velden zal de rotor één paar polen krijgen. Construeert men een motor met een krans van N elektrodes, waarbij de opeenvolgende elektrodes door spanningen van opeenvolgende fazen worden bekrachtigd, dan is het aantal poolparen $p = N/m$, waarbij m het aantal fazen is.

Het koppel op de cilinder in fig. 3 is te danken aan het feit dat het draaiveld een hoeksnelheid heeft ten opzichte van de cilinder. Tijdens het lopen van de motor is de hoeksnelheid van de rotor dus noodzakelijk kleiner dan die van het draaiveld („asynchroon"), en het koppel en het rendement zijn afhankelijk van de verhouding van deze hoeksnelheden.

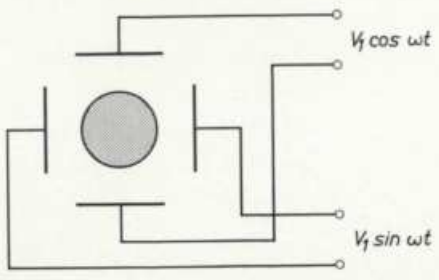


Fig. 4. Opstelling met stilstaande elektrodes en twee wisselspanningen die 90° in faze verschillen, ter opwekking van een draaiveld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De bereikbare prestaties van een elektrostatische motor worden begrensd door de *doorslag*, die optreedt als men de spanning op een gegeven motor te hoog opvoert (dan wel bij een gegeven spanning de plaatafstand te klein maakt). Een „normale" *doorslagveldsterkte* (in lucht van atmosferische druk bij een spleet van 1 mm) is ongeveer 3×10^6 V/m, zodat men b.v. met de spanning op een synchrone motor waarbij de platen een afstand van 100 μm hebben beneden 300 V moet blijven. Een mogelijkheid om deze grens op te schuiven is, de motor te bedrijven in vacuüm: daarin zijn veldsterkten van 3×10^8 V/m mogelijk. Verder blijkt de doorslagveldsterkte nog af te hangen van de elektrodenafstand: in lucht van atmosferische druk begint de doorslagveldsterkte bij afnemende elektrodenafstand vanaf ongeveer 7,5 μm sterk toe te nemen, om bij 2 μm een waarde te bereiken die de vacuümwaarde dicht benadert, namelijk $1{,}7\times10^8$ V/m [2].

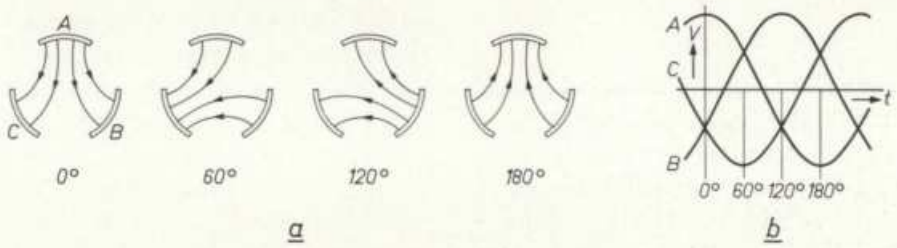


Fig. 5. Een configuratie van drie elektrodes, aan te sluiten op een driefazenspanning. *a*) Het elektrische veld, schematisch, op vier ogenblikken die 60° in faze uit elkaar liggen. *b*) De spanningen op de drie elektrodes als functie van de tijd.

Vroeger onderzoek betreffende de elektrostatische motor

Terwijl de principes die aan de elektrostatische motor, zowel de synchrone als de asynchrone, ten grondslag liggen eenvoudig en reeds lang bekend zijn, is er in het verleden bijzonder weinig aandacht besteed aan de mogelijkheid om motoren van dit type te realiseren. Het oudste ons bekende geschrift dat de synchrone elektrostatische motor behandelt is van Petersen (1907) [3]. Het duurt tot 1933 voor deze weer wordt onderzocht, door Trump [4]. Deze denkt aan machines voor groot vermogen en hoge spanning in vacuüm. Hij bouwde een machine van 55 watt voor experimentele doeleinden. Kleine motoren heeft hij niet onderzocht. Daarna is de synchrone elektrostatische motor in het vergeetboek geraakt.

De asynchrone motor is al onderzocht door Arno in 1893 [5]; van het toen reeds bekende verschijnsel van diëlektrische hysteresis in isolatiematerialen (glas, eboniet, enz.) maakte hij gebruik om een motor te construeren voor 3800 V, 40 Hz, die 250 omw/min haalde. Na de eeuwwisseling breekt er een tijd aan waarin het principe veelvuldig wordt gebruikt om de diëlektrische hysteresis van materialen te onderzoeken [6], maar niet om motoren te maken. Pas in 1931 komt de asynchrone motor als zodanig weer ter sprake, in een dissertatie van Strobl [7]. Zijn theoretische berekeningen toetste Strobl aan een voor dat doel vervaardigde motor voor 2000 V, maar tot de constructie van een draaiende motor is hij niet gekomen. Daarna raakt ook de asynchrone motor geheel in het vergeetboek.

Hierboven hebben wij reeds betoogd dat thans, nu miniaturisatie van motoren op zeer uiteenlopende terreinen — van speelgoed tot satellieten — actueel is, de elektrostatische motor wellicht interessante aspecten biedt, te meer aangezien er sinds de dertiger jaren vele nieuwe materialen en technieken ter beschikking gekomen zijn die bij de fabricage van dergelijke motortjes van pas zouden komen. Uit het hieronder besproken werk moge blijken dat het mogelijk is elektrostatische motoren van enkele cm^3 te realiseren met koppels die voor de praktijk van belang zijn (van de orde van 5 μNm, d.i. ca. 50 mg-kracht × cm).

---

[2] J. Biermanns, Hochspannung und Hochleistung, Hanser, München 1949, blz. 74; W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, Springer, Berlijn 1923, blz. 25.

[3] W. Petersen, Elektrostatische Maschinen, dissertatie, Technische Hochschule Darmstadt 1907.

[4] J. G. Trump, Vacuum electrostatic engineering, dissertatie, Massachusetts Institute of Technology 1933.

[5] R. Arno, Über ein rotirendes elektrisches Feld und durch elektrostatische Hysteresis bewirkte Rotationen, Elektrotechn. Z. **14**, 17-18, 1893.

[6] V. von Lang, Versuche im elektrostatischen Drehfelde, Wiener Berichte **115**, IIa, 211-222, 1906.
A. Lampa, Über Rotationen im elektrostatischen Drehfelde. Ein Beitrag zur Frage der dielektrischen Hysteresis, Wiener Berichte **115**, IIa, 1659-1690, 1906.
E. von Schweidler, Die Anomalien der dielektrischen Erscheinungen, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, deel 1, 232-261, Barth, Leipzig 1918 (met uitvoerige literatuuropgave tot eind 1912).
J. Schaffit, Über ein neues elektrostatisches Drehfeld-Voltmeter von Prof. Peukert, dissertatie, Braunschweig 1913.
P. Lertes, Untersuchungen über Rotationen von dielektrischen Flüssigkeiten im elektrostatischen Drehfeld, Z. Physik **4**, 315-336, 1921.

[7] K. Strobl, Der elektrostatische Asynchronmotor, dissertatie, Technische Hochschule Wien 1931.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De synchrone elektrostatische motor

De beschouwingen die wij aan de synchrone elektrostatische motor zullen wijden, betreffen voornamelijk het optimaliseren van een ontwerp. Hiervoor is de capaciteitsvariatie, en daarmee de vorm en rangschikking van de elektrodes, van essentieel belang, evenals de vorm van de wisselspanning (sinusvormig, blokvormig, enz.). Wij beginnen met een korte berekening van koppel en vermogen in afhankelijkheid van de capaciteitsvariatie en van de spanning. Voorlopig zullen we de verliezen buiten beschouwing laten, om deze daarna in een aparte paragraaf de revue te laten passeren. Ten slotte komt het starten ter sprake, dat bij synchrone motoren altijd een probleem vormt.

Berekening van koppel en vermogen

Bij een synchrone elektrostatische motor is de capaciteit C van de condensator, gevormd door stator en rotor, een functie van de draaiingshoek ϑ van de rotor. Tussen stator en rotor wordt een periodiek met de tijd variërende spanning V aangelegd. Als de motor draait, zijn ook ϑ en C functies van de tijd. Er wordt dan elektrisch vermogen in mechanisch vermogen omgezet. Dit vermogen vindt men als volgt.

Is I de stroom die via de aansluitklemmen wordt toegevoerd, dan is de in een tijdje dt toegevoerde elektrische energie:

$$P_e dt = IV\,dt.$$

De (wisselende) lading op de elektrodes is CV, en de verandering hierin is $I\,dt = d(CV) = C\,dV + V\,dC$ zodat:

$$P_e dt = CV dV + V^2 dC.$$

Deze energie wordt ten dele gebruikt om de energie van het elektrische veld op te bouwen. De ogenblikkelijke veldenergie W_e is $\frac{1}{2} CV^2$, en deze neemt in dt toe met een bedrag $dW_e = CV dV + \frac{1}{2} V^2 dC$. De rest van de energie, $P_e dt - dW_e = \frac{1}{2} V^2 dC$, wordt als mechanische energie $P_m dt$ aan de rotor afgestaan. Het mechanische vermogen is dus:

$$P_m = \tfrac{1}{2} V^2 dC/dt. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Het koppel T dat op de rotor werkt is:

$$T = P_m dt/d\vartheta = \tfrac{1}{2} V^2 dC/d\vartheta. \quad (2)$$

Tussen T en P_m bestaat de relatie:

$$P_m = \omega_m T, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

waarin $\omega_m = d\vartheta/dt$ de hoeksnelheid van de rotor is.

Het aantal elektrodes zij N. De hoek tussen twee elektrodes, de „elektrodesteek", is dan $2\pi/N$. In de theorie van elektromotoren is het gebruikelijk de draaiing aan te geven met de variabele $\Theta = N\vartheta$; deze grootheid Θ verandert met 2π als de rotor één elektrode opschuift. De capaciteit C is een periodieke functie van Θ met periode 2π.

Stel nu dat de motor (b.v. door vliegwielwerking van de rotor) eenparig draait en dat de rotor één elektrode opschuift in één periode van de voedingsspanning. In dat geval noemen we het toerental per definitie „synchroon" (ook als de motor bij dit toerental geen vermogen kan leveren); andere toerentallen komen later ter sprake. Bij het synchrone toerental is $\omega_m = \omega_s/N$, waarin $\omega_s = 2\pi f_s$ de cirkelfrequentie is van de voedingsspanning (vandaar de index s, van „supply"). C is dan een periodieke functie van de tijd met dezelfde periode als de voedingsspanning. Uit (1) en (2) ziet men nu onmiddellijk dat men een positief vermogen en koppel kan krijgen: b.v. als men een blokspanning heeft met $V \neq 0$ in dat gedeelte van de periode waarin dC/dt positief is, en $V = 0$ waar dC/dt negatief is. Dit is in *fig. 6a* geïllustreerd voor een driehoekige capaciteitsvariatie.

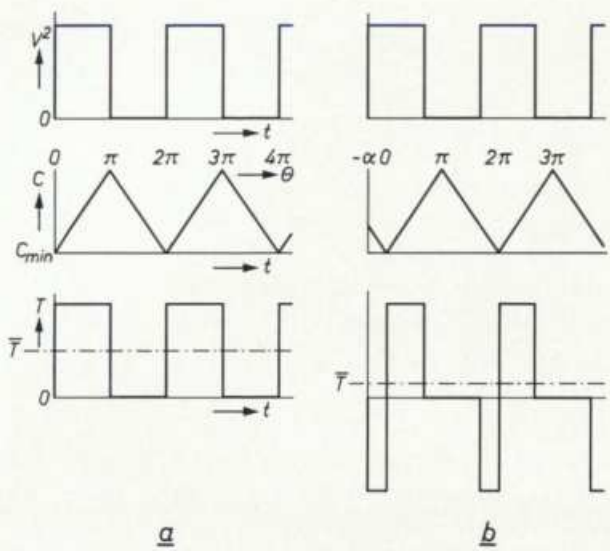


Fig. 6. Het koppel T als functie van de tijd dat, volgens verg. (2), werkt op de rotor, bij een blokspanning $V(t)$ en een driehoekige capaciteitsvariatie $C(\Theta)$, in het geval dat de rotor met de synchrone snelheid draait ($\Theta = \omega_s t - \alpha$). *a)* $\alpha = 0$, *b)* $\alpha \neq 0$. In geval (*a*) is het gemiddelde koppel $\overline{T}$ maximaal.

In het algemeen zal de rotor enigszins in faze achterlopen bij de spanning ($\Theta = \omega_s t - \alpha$, zie fig. 6*b*). In een gedeelte van de periode zijn koppel en vermogen dan negatief, en het gemiddelde koppel en vermogen zijn dan kleiner. De hoek α stelt zich zodanig in dat het gemiddelde koppel gelijk is aan het door de belasting gevraagde koppel (*fig. 7*). Wordt het gevraagde koppel groter dan het maximale koppel van de motor, dan valt deze uit de pas en komt tot stilstand.

Als bij een blokspanning het stuk van de periode waarin $dC/dt < 0$ is en dat waarin $V^2 \neq 0$ is even

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

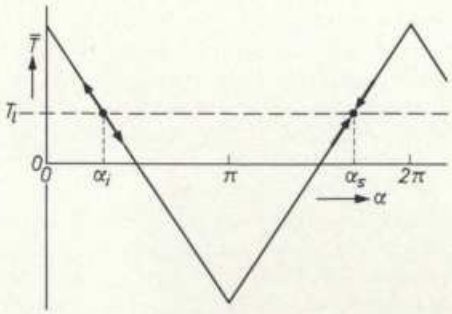


Fig. 7. Het gemiddelde koppel $\overline{T}$ als functie van de hoek α waarover de rotor „achter" is bij de spanning. Bij belasting met een koppel T_l is α_i een instabiele, α_s een stabiele waarde van α.

groot zijn, dan is het gemiddelde vermogen maximaal als deze stukken samenvallen. Het minimum C_{min} wordt dan bereikt aan het begin van een blok, en C_{max} aan het eind (zoals in fig. 6*a*). Het maximum van het gemiddelde vermogen is in dat geval:

$$\overline{P}_{max} = \overline{\tfrac{1}{2} V^2 \mathrm{d}C/\mathrm{d}t} = \tfrac{1}{2} V_0^2 (\omega_s/2\pi)(C_{max} - C_{min}), \quad (4)$$

waarin V_0 de spanningswaarde in een blok is. Het maximale gemiddelde koppel is:

$$\overline{T}_{max} = (N/4\pi) V_0^2 (C_{max} - C_{min}). \quad . \quad . \quad (5)$$

Bij de gevonden formules maken we enkele kanttekeningen.

1) P en T zijn evenredig met V^2. Dit houdt in dat het teken van de spanning irrelevant is. Een spanning als in *fig. 8b* is voor de motor dus equivalent met een blokspanning als in fig. 8*a*, en op een spanning als in fig. 8*c* kan een motor niet lopen. Bij een spanning als in fig. 8*a* loopt de motor in beide richtingen even goed.

2) Als de grootte V_0 en de frequentie f_s van de blokspanning en het capaciteitsverschil $C_{max} - C_{min}$ gegeven zijn, dan is het maximale gemiddelde vermogen $\overline{P}_{max}$ onafhankelijk van het gekozen aantal elektrodes N. Het koppel is evenredig met N, en het toerental is omgekeerd evenredig met N; een motor met veel elektrodes is dus „langzaam maar sterk". Men moet N evenwel niet willekeurig groot kiezen, zo dit al praktisch realiseerbaar zou zijn. Als men namelijk een zelfde rotoroppervlakte in steeds meer elektrodes gaat verdelen, neemt $C_{max} - C_{min}$ geleidelijk af (zie *fig. 9*), zodat de vergroting van het koppel die men op het oog had weer te niet wordt gedaan. Op het verband tussen $C_{max} - C_{min}$ en N komen wij nog terug.

3) Constructieve details van de motor, zoals spleetwijdte, elektrodehoogte e.d., komen in de formules niet expliciet voor. Deze zijn in één factor $C_{max} - C_{min}$ vercalculeerd. Om in een concreet geval het maximale koppel te bepalen, behoeft men dus geen details van het inwendige te kennen maar is het voldoende de capaciteit als functie van de draaiingshoek te meten. Men kan dit b.v. doen door de stator op een draaitafel met graadverdeling te bevestigen en de rotor ten opzichte van het freem van de draaitafel te fixeren. Een dergelijke meting van $C(\Theta)$ is tevens een controle op de fabricagenauwkeurigheid van een ontworpen motor.

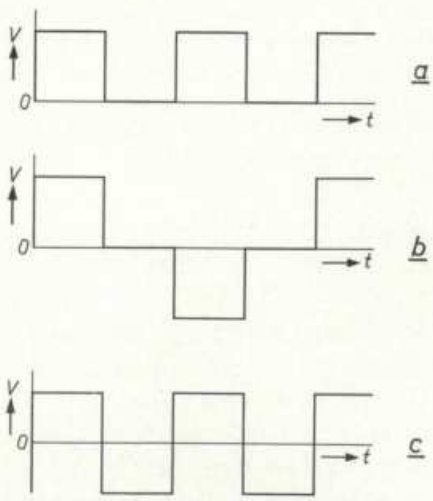


Fig. 8. Daar koppel en vermogen bij de synchrone elektrostatische motor evenredig zijn met het kwadraat van de spanning, zijn de spanningsvormen (*a*) en (*b*) gelijkwaardig, terwijl de motor op de spanning (*c*) niet kan lopen.

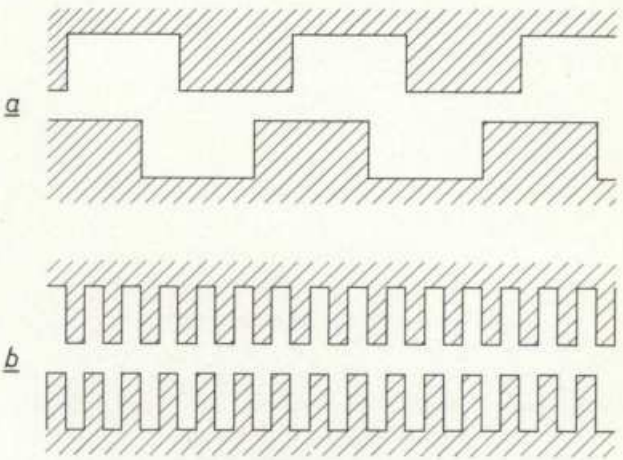


Fig. 9. *a*) Is de spleetwijdte veel kleiner dan de elektrodensteek, dan is bij een gegeven rotoroppervlak de capaciteitsvariatie onafhankelijk ervan in hoeveel elektrodes (N) dit oppervlak wordt verdeeld. *b*) Kiest men N echter zo groot dat de steek zo klein wordt als de spleetwijdte, dan is er vrijwel geen capaciteitsvariatie meer.

De synchrone elektrostatische motor vergeleken met een analoge magnetische motor

Formule (4) vormt een gerede aanleiding tot een vergelijking van de elektrostatische synchrone motor met variabele capaciteit, zoals deze hierboven werd besproken, met de magnetische synchrone motor met variabele reluctantie die daarvan het analogon vormt. Beide zijn schematisch weergegeven in *fig. 10*. Een dergelijke vergelijking kan duidelijk maken hoe het komt dat de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

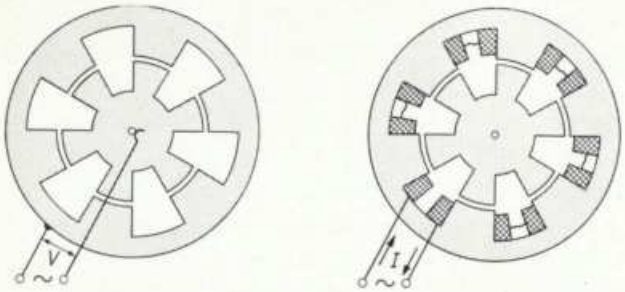


Fig. 10. De elektrostatische synchrone motor met variabele capaciteit en de magnetische synchrone motor met variabele reluctantie, schematisch voorgesteld ter illustratie van de analogie.

ontwikkeling van de magnetische motor zo'n enorme vlucht heeft genomen terwijl de elektrostatische motor tot op heden geen toepassing heeft gevonden. Tevens kan men er een vingerwijzing in vinden betreffende de — ten dele hierboven al genoemde — omstandigheden waarin de elektrostatische motor wellicht zou kunnen concurreren met de magnetische.

Laten we aannemen dat C_{min} in verg. (4) verwaarloosd kan worden ten opzichte van C_{max}. Draait men nu de rotor rond bij een constante spanning V_0, dan varieert de veldenergie in de motor tussen nul en een maximum-waarde $W = \frac{1}{2}C_{max}V_0^2$. Verg. (4) krijgt nu de eenvoudige gedaante:

$$\overline{P}_{max} = f_s W. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Daar een dergelijke formule ook van toepassing is op de magnetische motor van fig. 10, kan men de twee types motoren qua vermogen vergelijken door de veldenergie in de beide gevallen te beschouwen. Deze is:

$$W = As \times \tfrac{1}{2}DE = \tfrac{1}{2}As\varepsilon_0 E^2 \text{ (elektrostatisch)}, \quad . \quad (7a)$$

$$W = As \times \tfrac{1}{2}BH = \tfrac{1}{2}AsB^2/\mu_0 \text{ (magnetisch)}, \quad . \quad . \quad (7b)$$

waarin A de totale pool- of elektrodenoppervlakte is en s de spleetwijdte.

De bovengrens voor het vermogen dat men met een motor van gegeven, niet te kleine, afmetingen kan produceren, wordt bepaald door een praktische grens voor E resp. B. In het magnetische geval wordt de bovengrens voor B bepaald door *verzadiging van het magnetische materiaal*, en een redelijke waarde daarvoor is 1 Wb/m².

In het elektrostatische geval wordt het vermogen beperkt door doorslag. Om de magnetische motor met $B = 1$ Wb/m² qua veldenergie per volume-eenheid van de veldruimte te evenaren, heeft men (vergelijk 7a en 7b) een veldsterkte nodig van $E = B/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 3 \times 10^8$ V/m. Bij een „normale" doorslagveldsterke van 3×10^6 V/m (zie blz. 185) is de toelaatbare W (bij gelijke A en s) dus 10^4 maal zo klein als in het magnetische geval. Nu kan men in een elektrostatische motor wel meer veldruimte onderbrengen — door het toepassen van dunne platen (zie b.v. fig. 12) — dan in een magnetische reluctantiemotor van dezelfde omvang. Ondanks deze winst, die men ruwweg kan stellen op een factor 10 à 100, blijft het maximale vermogen per volume-eenheid van de hele motor altijd nog een factor 100 à 1000 beneden dat voor de magnetische motor, zodat, in het algemeen gesproken, de elektrostatische motor niet kan concurreren met de magnetische.

Er is hierboven reeds gewezen op de mogelijkheid de elektrostatische motor in vacuüm te laten werken, waarbij deze door de veel hogere doorslagveldsterkte (3×10^8 V/m) de magnetische motor zou kunnen beconcurreren. Zoals gemeld, is een voorstel in deze richting gedaan door Trump in 1933 [4], maar tot een praktische realisatie van vacuümmotoren is het nooit gekomen.

Voorts is gewezen op de dissipatie in de spoelen. Deze wordt bij zeer *kleine* magnetische motoren relatief zo groot dat niet alleen het rendement kleiner en kleiner uitvalt, maar dat de grens voor het vermogen ook in feite niet meer bepaald wordt door B maar door de mogelijkheid om de in de spoelen ontwikkelde warmte af te voeren. Het voordeel van de magnetische motor gaat dan hoe langer hoe meer slinken.

Kwantitatief kan men een en ander als volgt inzien. Beschouw een magnetische motor van het type van fig. 10 waarvan de lineaire afmetingen l bedragen, en waarin de stroomdichtheid J is. Deze motor gaan we evenredig vergroten of verkleinen. Stel dat de magnetische kring buiten de spleet volledig is kortgesloten; de veldsterkte in de spleet is dan $(1/s)$maal het aantal ampèrewindingen, dus evenredig met $(1/l) \times Jl^2 = Jl$. Het geleverde mechanische vermogen P_m is, volgens (6) en (7), evenredig met W, dus met $As(Jl)^2 \sim J^2l^5$. Het in de spoelen gedissipeerde vermogen P_d anderzijds is evenredig met J^2l^3. Bij afnemende afmetingen l neemt het geleverde vermogen dus sneller af dan het gedissipeerde vermogen, zodat het rendement ten slotte tot nul moet naderen.

Wat betreft het maximale geleverde vermogen per volume-eenheid van de motor, is de redenering iets subtieler. Gewoonlijk stelt men dat de stroomdichtheid een gegeven waarde J_m, onafhankelijk van de afmetingen, niet mag overschrijden. Deze waarde wordt dan daardoor bepaald dat bij een redelijke temperatuur van het inwendige de warmte die in het inwendige wordt ontwikkeld naar het oppervlak kan worden afgevoerd. Bij kleine afmetingen echter speelt niet het warmtetransport van binnen naar buiten de hoofdrol, maar de warmteafvoer aan het oppervlak. Bij een gegeven maximaal temperatuurverschil met de omgeving is deze evenredig met l^2. De ontwikkelde warmte ($\sim J^2l^3$) mag een constante maal l^2 dus niet overschrijden; voor de toelaatbare stroomdichtheid J_m geldt dus $J_m^2l^3 \sim l^2$, ofwel $J_m^2 \sim l^{-1}$. Het maximale geleverde vermogen P_m (evenredig met $J_m^2l^5$, zie boven) is dus evenredig met l^4, en het vermogen per volume-eenheid $P_m/l^3 \sim l$ neemt dus af met het volume.

De hier gevolgde redenering is niet representatief voor alle soorten elektromagnetische motoren; met name voor motoren met permanente magneten is de situatie gunstiger. Dit neemt niet weg dat problemen van genoemde aard altijd aanwezig zijn ten gevolge van de energiedissipatie in de stroomvoerende geleiders.

De verliezen in de elektrostatische motor (weerstandsverliezen in de elektrodes en diëlektrische verliezen) zijn van minder stringente aard, en hierop is de veronderstelling gebaseerd dat bij steeds verdergaande verkleining de elektrostatische motor in het voordeel moet komen. Natuurlijk zijn er aan het evenredig verkleinen ook andere grenzen gesteld. Bij voorbeeld lijkt voor de praktijk een spleetwijdte van 10 μm voorlopig wel de limiet; we moeten de vraag open laten of bij een dergelijke grens de elektrostatische motor reeds in het voordeel kan komen.

Willekeurige periodieke spannings- en capaciteitsvariaties

In het voorafgaande hebben we eenvoudigheidshalve voornamelijk gesproken over een blokspanning en een driehoekige capaciteitsvariatie. Andere spanningsvormen, zoals een sinusvormige wisselspanning, eventueel gelijkgericht of gesuperponeerd op een gelijkspanning, zijn gemakkelijker beschikbaar dan een blokspanning en veelal efficiënter voor het doen werken van de motor. Ook is de capaciteitsvariatie meestal niet driehoekig.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Behandelt men het probleem meer algemeen, dan vindt men dat de motor ook bij andere toerentallen dan het synchrone kan draaien. Dit ziet men als volgt. Ontwikkel $V(t)$ en $C(\Theta)$ beide in een Fourier-reeks:

$$V(t) = V_0 + V_1 \cos \omega_s t + \\ + V_2 \cos (2\omega_s t - \beta_2) + \ldots, \quad (8)$$

$$C(\Theta) = C_0 + C_1 \cos \Theta + \\ + C_2 \cos (2\Theta - \gamma_2) + \ldots \quad (9)$$

(De fazehoek van de grondharmonische in (8) en (9) kan men altijd nul maken door een geschikte keuze van de oorsprong op de t-as en de Θ-as.) Veronderstel nu dat de motor wel eenparig loopt, maar niet noodzakelijk met de synchrone hoeksnelheid ω_s/N. Dan is:

$$\Theta = h\omega_s t - \alpha. \quad (10)$$

Voor het synchrone toerental is $h = 1$. Verg. (10) impliceert dat voor de hoeksnelheid ω_m van de rotor geldt:

$$\omega_m = h\omega_s/N. \quad (11)$$

Substitueert men (8), (9) en (10) nu in uitdrukking (1), dan vindt men voor P_m een som van termen van het type:

$$\cos (k\omega_s t - \beta_k) \cos (l\omega_s t - \beta_l) \sin (qh\omega_s t - \delta_q),$$

met $k,l = 0,1,2, \ldots$ en $q = 1,2, \ldots$. Deze produkten kan men omzetten in sommen van goniometrische functies. De argumenten van de termen van de reeks voor P_m die men aldus verkrijgt zijn sommen en verschillen van de oorspronkelijke argumenten. Alle termen leveren gemiddeld in de tijd nul op, behalve de *constante term*. Deze constante is samengesteld uit termen „met frequentie 0", die kunnen ontstaan indien

$$k\omega_s \pm l\omega_s \pm qh\omega_s = 0,$$

dus

$$h = \pm \frac{k \pm l}{q}. \quad (12)$$

De motor kan dus in het algemeen een gemiddeld positief vermogen afleveren bij alle toerentallen gegeven door (12) gecombineerd met (11). Welke toerentallen er in een reëel geval mogelijk zijn, hangt ervan af welke termen er in de reeksen (8) en (9) voorkomen. Het vermogen dat bij elk mogelijk toerental geleverd kan worden, kan natuurlijk heel verschillend uitvallen.

Laten we als voorbeeld het eenvoudige geval beschouwen van een motor met sinusvormige capaciteitsvariatie, aangesloten op een sinusvormige wisselspanning:

$$V = V_1 \cos \omega_s t, \quad C = C_0 + C_1 \cos \Theta.$$

Dit correspondeert met $k = l = 1$ en $q = 1$. De mogelijke waarden van h zijn dus ± 2. De motor kan dus alleen draaien met het dubbele van het synchrone toerental (dit is niet verwonderlijk want de variatie van V^2 heeft als frequentie $2f_s$). Het daarbij geleverde vermogen is

$$\begin{aligned} P_m &= \tfrac{1}{2} V^2 \mathrm{d}C/\mathrm{d}t \\ &= -\tfrac{1}{2} C_1 V_1^2 \cos^2 \omega_s t \times 2\omega_s \sin (2\omega_s t - \alpha) \\ &= -\tfrac{1}{2}\omega_s C_1 V_1^2 (1 + \cos 2\omega_s t) \times \\ &\qquad \times (\sin 2\omega_s t \cos \alpha - \cos 2\omega_s t \sin \alpha). \end{aligned}$$

Bij uitwerking van het produkt is de enige term die een bijdrage tot het gemiddelde levert de term met $\cos^2 2\omega_s t$, en het gemiddelde daarvan is $\frac{1}{2}$. Het gemiddelde vermogen wordt dus:

$$\overline{P}_m = \tfrac{1}{4}\omega_s C_1 V_1^2 \sin \alpha,$$

en het maximale gemiddelde vermogen is

$$\overline{P}_{max} = \tfrac{1}{4}\omega_s C_1 V_1^2.$$

In *tabel I* zijn voor enkele gevallen de mogelijke

Tabel I. Mogelijke toerentallen en de corresponderende vermogens voor enkele vormen van capaciteitsvariatie $C(\Theta)$ en voedingsspanning $V(t)$.

	$V(t)$	$C(\Theta)$	h	$\overline{P}_{max}$
a)	$V_1 \cos \omega_s t$	$C_0 + C_1 \cos \Theta$	2	$\frac{1}{4}\omega_s C_1 V_1^2$
b)	$V_0 + V_1 \cos \omega_s t$	$C_0 + C_1 \cos \Theta$	1 2	$\frac{1}{2}\omega_s C_1 V_0 V_1$ $\frac{1}{4}\omega_s C_1 V_1^2$
c)	$\frac{V_1}{\pi}(1 + \frac{1}{2}\pi \sin \omega_s t - \frac{1}{3}\cos 2\omega_s t + \ldots)$ (enkelzijdig gelijkgerichte sinus)	$C_0 + C_1 \cos \Theta$	1 2 3,4, ...	$\frac{1}{4\pi}\omega_s C_1 V_1^2$ $\left(\frac{2}{3\pi^2} + \frac{1}{16}\right)\omega_s C_1 V_1^2$ ...
d)	$V_1 \cos \omega_s t$	$\sum_q C_q \cos (q\Theta - \gamma_q)$	2 2/2 2/3 ... 2/q	$\frac{1}{4}\omega_s C_1 V_1^2$ $\frac{1}{4}\omega_s C_2 V_1^2$ $\frac{1}{4}\omega_s C_3 V_1^2$ ... $\frac{1}{4}\omega_s C_q V_1^2$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

toerentallen en de corresponderende maximale gemiddelde vermogens aangegeven. Deze gevallen zijn: een motor met sinusvormige capaciteitsvariatie aangesloten op a) een sinusvormige wisselspanning (het boven uitgerekende voorbeeld), b) een sinusvormige wisselspanning gesuperponeerd op een gelijkspanning, c) een enkelfazig gelijkgerichte sinusvormige spanning; en ten slotte d) een motor met een willekeurige capaciteitsvariatie aangesloten op een sinusvormige wisselspanning. Uit (a) en (b) in tabel I blijkt dat de helft van het oorspronkelijke toerental mogelijk wordt als men op de oorspronkelijk sinusvormige voedingsspanning een gelijkspanning superponeert. In *fig. 11* is een grote demonstratiemotor afgebeeld waarbij men dit, en andere bijzonderheden van de synchrone motor, duidelijk kan laten zien.

Voor geval (d) kan men enkele gevolgtrekkingen maken die voor de praktijk van belang kunnen zijn. In de eerste plaats ziet men dat voor een motor die met een zuivere wisselspanning gevoed wordt en loopt bij het daarvoor normale toerental (2× het synchrone toerental) *alleen de eerste harmonische* van $C(\Theta)$ van belang is: het vermogen is bij dit toerental evenredig met C_1 en onafhankelijk van de andere coëfficiënten.

Fig. 11. Een grote langzaam lopende synchrone motor, vervaardigd voor demonstratie. Door het gebruik van methacrylaat (behalve voor elektrodes en assen) is de motor goeddeels doorzichtig. Het aantal elektrodes (aan beide zijden) is 180. De motor is geconstrueerd voor 1000 V, 50 Hz (sinusvormig) en loopt normaliter met 5/9 omw/s. Het toerental kan worden gehalveerd als men een gelijkspanning superponeert op de wisselspanning van 50 Hz (zie tabel I, a en b). Met een stroboscoop kan de rotorbeweging bij het in de pas komen, na het starten met de hand, zichtbaar worden gemaakt, evenals de fazeverandering van de rotor ten opzichte van de spanning bij verandering van de belasting.

Bij deze condities van voeding en toerental ligt het dus voor de hand door een geschikte vormgeving van de elektrodes naar een zo goed mogelijk sinusvormige capaciteitsvariatie te streven (men heeft dan weer geval a).

In de tweede plaats ziet men dat in principe *subharmonische* toerentallen met $h = 2/2, 2/3, 2/4, 2/5, \ldots$ mogelijk zijn. Het is ons gelukt dit aan te tonen bij de klokmotor van fig. 21: deze kan draaien op 1/3 en 1/6 van het normale toerental. Voor de gebruikelijke elek-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

trodevormen blijken de coëfficiënten C_2, C_3, ... echter steeds zeer klein te zijn vergeleken met C_1 (zie ook blz. 193); de corresponderende vermogens zijn dus klein, zodat toepassing van subharmonische toerentallen in het algemeen niet aantrekkelijk lijkt.

De capaciteitsvariatie; bouw van de motor

Het hoofddoel bij het ontwerpen van een synchrone elektrostatische motor is, zoals uit het voorgaande duidelijk zal zijn, het realiseren van een zo groot mogelijke capaciteitsvariatie. De capaciteitsvariatie ontstaat door het langs elkaar glijden van de condensatorplaten van de rotor en van de stator, die daartoe op één of meer paren coaxiale omwentelingsoppervlakken zijn aangebracht. De eenvoudigste hier bruikbare omwentelingsoppervlakken zijn de vlakke schijf en de cilinder. De eerste leidt tot het type „draaicondensator" van fig. 1, de tweede tot het cilindrische type van fig. 2.

Voor een grote capaciteitsvariatie is een grote maximale capaciteit vereist, dus veel condensatoroppervlak met kleine plaatafstanden. Om dit in een beperkt volume te realiseren, moet men vele *dunne* plaatjes op *kleine* afstanden maken. De mogelijkheden worden hierbij uiteindelijk beperkt door sterkte en stijfheid van de plaatjes, vlakheid van de plaatjes en speling in de rotoras.

Zowel van het vlakke type als van het cilindrische type hebben we motoren ontworpen en uitgevoerd waarvan er enkele te zien zijn in de figuren 12, 13 en 14.

De vlakkeschijfmotor van *fig. 12* werd ten behoeve van onze experimenten vervaardigd in de draaicondensatorenfabriek van Philips in Tilburg. Voor verdere bijzonderheden zie het onderschrift.

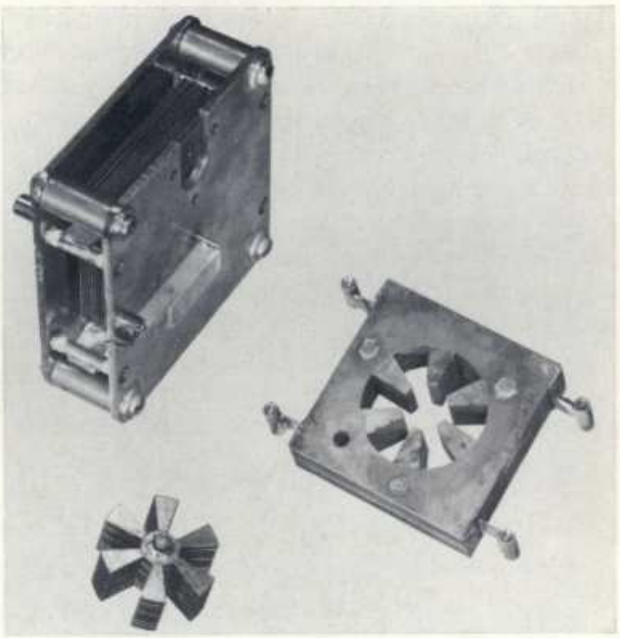


Fig. 12. Synchrone elektrostatische motor met vlakke elektrodes. Het ontwerp is gebaseerd op dat van de in de radiotechniek gebruikelijke draaicondensator. De motor werd dan ook vervaardigd door de draaicondensatorenfabriek van Philips in Tilburg. De stator is opgebouwd uit 15 en de rotor uit 14 vlakke gestanste plaatjes met een dikte van 300 ± 3 μm. De stator- en de rotorplaatjes, op afstand gehouden door hulpplaatjes, zijn alle tegelijk in een oven gesoldeerd, de statorplaatjes op steunbalkjes, de rotorplaatjes op de as; daarna zijn de hulpplaatjes verwijderd. Afstand tussen rotor- en statorbladen 150 μm.

Om redenen van eenvoud van fabricage en van robuustheid lijkt het cilindrische type voorlopig het meest aantrekkelijk. Bij het in *fig. 13* afgebeelde voorbeeld bestaat zowel de rotor als de stator uit een holle

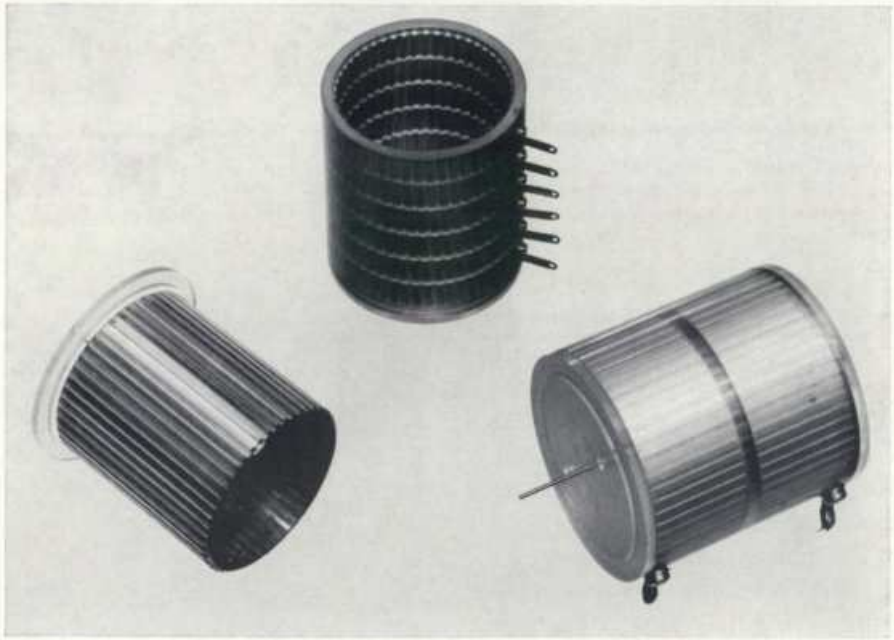


Fig. 13. Een cilindrische synchrone elektrostatische motor van methacrylaat. De gegroefde oppervlakken zijn door opdampen met aluminium bedekt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

cilinder van methacrylaat, waarin gleuven zijn gefreesd. De gegroefde oppervlakken zijn door opdampen met aluminium bedekt. De op of in de cilinder overgebleven tanden vormen de elektrodes. Een dergelijk ontwerp kan men ook uitvoeren in b.v. massief aluminium (zie fig. 2). Het gebruik van een diëlektricum als basismateriaal heeft het voordeel dat de motor nog iets lichter kan worden; verder is een motor van b.v. methacrylaat vrijwel geheel doorzichtig, hetgeen voor demonstratie aantrekkelijk is. Het zou eenvoudiger zijn de metaalstrippen direct op de cilinders op te dampen, zonder deze eerst van gleuven te voorzien. Is echter de ε_r van het cilindermateriaal veel groter dan 1, dan leidt dit tot een geringere capaciteitsvariatie, en een geschikt diëlektricum waarvoor ε_r ongeveer 1 is hebben wij niet gevonden.

Bij de cilindrische motoren van *fig. 14* is N zeer groot gekozen ($N = 100$); de capaciteitsvariatie is hierbij nog redelijk groot gemaakt door verscheidene elektrodes in de radiale richting onder te brengen.

Een punt dat bij de bouw van de motor nog de aandacht verdient is het sleepcontact op de rotoras, dat nodig is om de rotor op de spanningsbron aan te sluiten. Een dergelijk sleepcontact is een mogelijke bron van storing en het verhoogt de wrijvingsverliezen. Het kan worden vermeden door de stator in twee van elkaar geïsoleerde helften te splitsen en de polen van de spanningsbron op deze helften aan te sluiten, in plaats van op de stator als geheel en op de rotor. Dit is toegelicht in *fig. 15*. Wel kost deze ingreep een factor 4 in de capaciteitsvariatie; immers, waar men oorspronkelijk twee condensatoren parallel had, heeft men deze nu in serie. Dit kan men compenseren door de motor met een tweemaal zo hoge spanning te voeden. Het vermogen blijft dan hetzelfde (zie verg. 1), terwijl ook de veldsterkte in elke condensator gelijk blijft zodat het gevaar voor doorslag niet wordt vergroot. Deze ingreep is o.a. toegepast op de motoren van fig. 14, en ook op die van

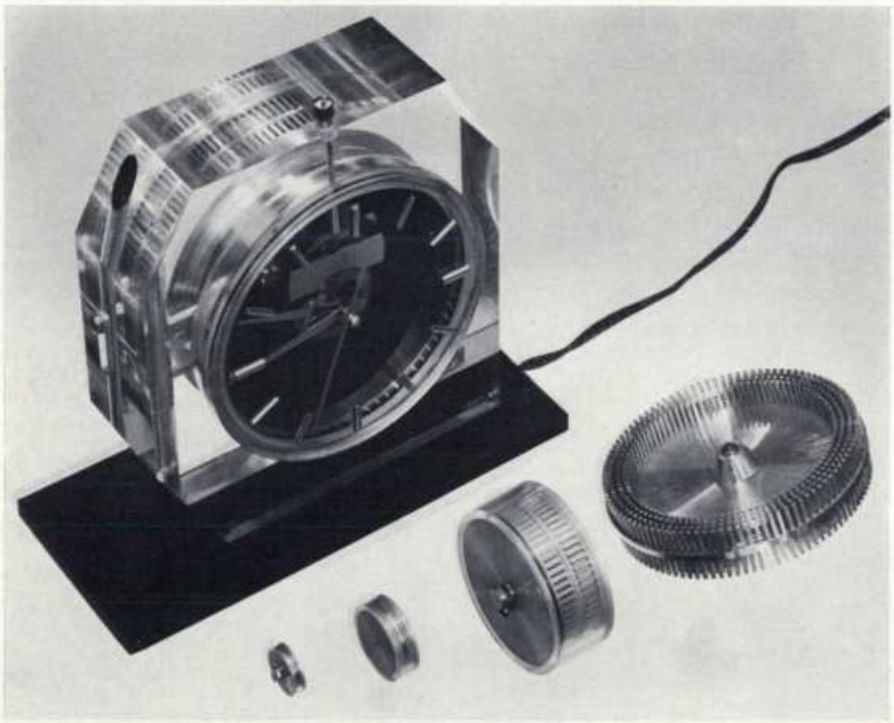


Fig. 14. Klok, waarin een cilindrische synchrone motor is toegepast. De rotor (rechts op de foto) bestaat uit een schijf met aan weerszijden 4 rijen van elk 100 tandvormige elektrodes; de stator wordt gevormd door de lagerdeksels, elk voorzien van 5 rijen van 100 elektrodes. De spleetwijdte in axiale richting is 0,1 mm. Bij 200 V, 1 omw/s is $P_{max} = 600$ μW. Het sleepcontact is vermeden (vgl. fig. 15). Links van de rotor nog drie uitvoeringen van hetzelfde motorontwerp op telkens kleinere schaal.

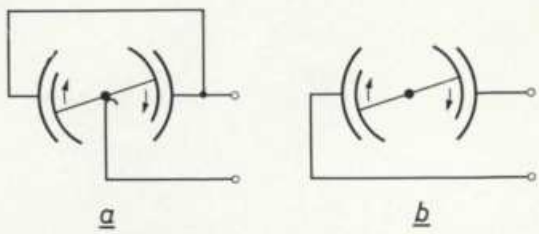


Fig. 15. Synchrone motor met sleepcontact op de rotoras (*a*) en zonder sleepcontact (*b*), schematisch. In het tweede geval is bij gelijke afmetingen de capaciteitsvariatie viermaal zo klein als in het eerste geval. Bij gelijke doorslagspanning per condensator kan de motor echter met een tweemaal zo hoge spanning worden gevoed; dan is het vermogen weer hetzelfde als voorheen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fig. 21, waar de stator is verdeeld in twee stukken door een vlak loodrecht op de as.

Het profiel van de elektrodes bij de cilindrische motor

Gezien de aantrekkelijkheid van het cilindrische type vanuit fabricage-oogpunt hebben wij een wat uitvoeriger studie van dit type gemaakt, met name van het optimale elektrodeprofiel. We stellen ons een motor voor die lang is in de asrichting en we verwaarlozen de randeffecten, die aan de uiteinden optreden. Daarmee is ons probleem tot een tweedimensionaal probleem gereduceerd. Vervolgens slaan wij de cilinders uit tot twee evenwijdige rechte rijen elektrodes (*fig. 16*). Wat ons nu interesseert is de capaciteit c_t *per lengte-eenheid in de asrichting* en *per elektrodenpaar*, de variatie die daarin optreedt bij verschuiving van de ene rij elektrodes ten opzichte van de andere, en in het bijzonder de maximale variatie Δc_t.

In een willekeurige stand en bij een gegeven spanningsverschil tussen de elektrodes wordt de ladingsverdeling op de elektrodes, en daarmede de capaciteit, bepaald door het verloop van het elektrische veld tussen de elektrodes (zie fig. 16). De randvoorwaarden voor dit veld zijn: a) dat de elektrodes equipotentiaalvlakken vormen, elk op een gegeven potentiaal, b) dat het veld zich periodiek herhaalt, met de periode van de elektrodes.

Ter bestudering van de variatie van c_t hebben wij het weerstandsnetwerk van *fig. 17* vervaardigd. Dit bestaat uit een regelmatig vierkant netwerk van gelijke weerstanden, aangebracht op twee cilinders, waarvan de bovenste draaibaar is. Door middel van pneumatisch bediende contacten kunnen de beide cilinders telkens tot één netwerk worden verenigd. Brengt men nu op elke cilinder een kortsluitende draad aan in de vorm van de elektrodes die men wenst te bestuderen, en op zodanige schaal dat de cilinderomtrek overeenkomt met een elektrodensteek, dan is de weerstand die men meet tussen deze „elektrodes" een directe maat voor de gezochte capaciteit, en de capaciteitsvariatie kan worden bepaald door weerstandsmetingen bij verschillende standen van de cilinders. De achtergrond van deze methode is dat de stroomlijnen in het netwerk — mits dit voldoende fijn is — overeenkomen met de veldlijnen tussen de elektrodes, terwijl aan de periodieke randvoorwaarde (b hierboven) automatisch wordt voldaan doordat het netwerk ter lengte van één elektrodensteek in zichzelf is gesloten. Het verband tussen de gemeten weerstand R_t en de gezochte capaciteit c_t is:

$$c_t = \varrho\varepsilon/R_t, \quad \ldots\ldots \quad (13)$$

waarin ϱ de weerstand is van een weerstandselementje van het netwerk (in ons geval 1200 $\Omega \pm 1\%$) en ε de diëlektrische constante van het medium tussen de elektrodes (gewoonlijk is $\varepsilon \approx \varepsilon_0 = 8{,}86$ pF/m).

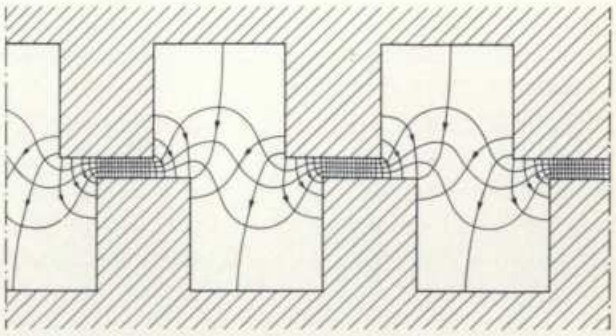


Fig. 16. Uitslag van stator- en rotorcilinder. Het elektrische veld tussen de elektrodes is in horizontale richting periodiek met dezelfde periode als het elektrodenpatroon. Krachtlijnen en equipotentiaalvlakken zijn schematisch weergegeven.

Op deze wijze hebben wij de capaciteitsvariatie bepaald voor een groot aantal rechthoekige profielen. Uit een Fourier-analyse van deze resultaten, alsook van directe capaciteitsmetingen aan motortjes die we gemaakt hebben, is ons gebleken dat een rechthoekig profiel binnen wijde grenzen tot een capaciteitsvariatie leidt die verrassend goed sinusvormig is. Zolang de steeklengte t niet groter is dan 30 maal de spleetwijdte s, komt ca. 90 % van de maximale capaciteitsvariatie voor rekening van de eerste harmonische C_1. De derde har-

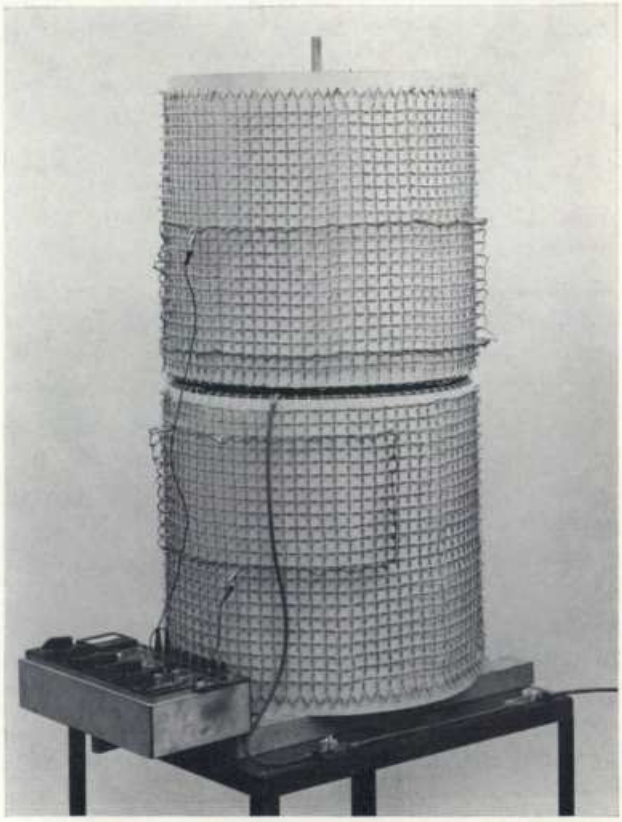


Fig. 17. Weerstandsnetwerk ter bepaling van de capaciteitsvariatie bij een willekeurig gekozen elektrodeprofiel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

monische C_3 bedraagt ca. 5% van C_1 (C_2 is nog aanzienlijk kleiner, hetgeen op grond van symmetrie-overwegingen reeds te verwachten was).

Fig. 18 geeft een meer specifiek voorbeeld van met het netwerk verkregen resultaten. Daarin is, voor een profiel met rechthoekige tanden en gleuven, de maximale variatie Δc_t uitgezet als functie van d/s voor verschillende waarden van t/s (d gleufdiepte, t steeklengte,

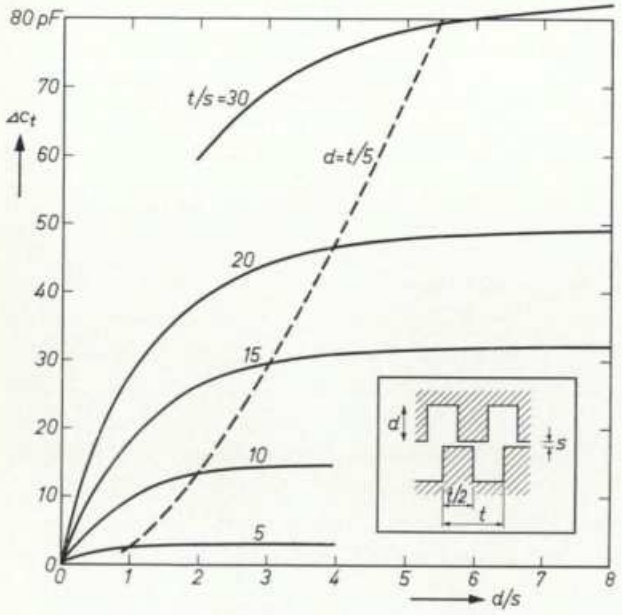


Fig. 18. Maximale capaciteitsvariatie Δc_t als functie van d/s bij rechthoekige elektrodes, voor verschillende waarden van t/s. De gleuven zijn even breed als de tanden. Op de gestreepte curve is $d = t/5$.

s spleetwijdte). Hieruit ziet men bijvoorbeeld dat het voor $t/s \leqq 30$ weinig zin heeft om de gleuven dieper te maken dan $5s$, en dat men bij een kleinere t ook met een kleinere d kan volstaan: het heeft geen zin d groter te maken dan $t/5$. Voorts ziet men dat Δc_t, bij gegeven d en s, meer dan evenredig afneemt met t. Hier ziet men dus kwantitatief wat in fig. 9 reeds aannemelijk was gemaakt: de *totale* capaciteitsvariatie van de motor ($\sim N\Delta c_t \sim \Delta c_t/t$) neemt af als men een gegeven rotoroppervlak bij gelijkblijvende d en s in steeds meer elektrodes verdeelt.

Met deze methode hebben wij o.a. ook aangetoond dat stroken die voldoende dun zijn een grotere capaciteitsvariatie geven dan tanden. Voorts dat het voor stroken gunstig is de breedte iets kleiner te kiezen dan de tussenruimtes. Ten slotte vermelden we nog het resultaat dat de capaciteitsvariatie daalt als men de stroken in of op een kunststof aanbrengt. Dit wordt voornamelijk veroorzaakt door vergroting van de minimale capaciteit. Dit laatste resultaat werd gevonden met een speciaal geconstrueerd weerstandsnetwerk waarbij voor het „luchtgebied" een andere weerstandswaarde werd gebruikt dan voor het „diëlektricumgebied".

De verliezen van de synchrone elektrostatische motor

Twee verliesposten bij de synchrone elektrostatische motor zijn reeds eerder genoemd: de *weerstandsverliezen* in de elektrodes en in de elektrodeverbindingen bij het laden en ontladen van de condensator, en de *diëlektrische verliezen* in het isolatiemateriaal waaruit de motor verder moge bestaan. Inherent aan de constructie van de motor met zijn korte parallelgeschakelde elektrodes is dat de weerstandsverliezen gering zijn. Door een zorgvuldige keuze van het isolatiemateriaal kan men de diëlektrische verliezen eveneens klein houden.

Bij de kleine vermogens waar het hier veelal om gaat moet men rekening houden met de *wrijvingsverliezen in de lagers*. Wij hebben voor de experimenten voornamelijk saffierstenen als lagers gebruikt, omdat dit gemakkelijk was bij het uit elkaar nemen van de proefmodellen. Saffieren hebben tevens het voordeel dat ze als isolator tussen rotor en stator dienst kunnen doen. De wrijvingscoëfficiënt van een gepolijste stalen as die in saffierstenen loopt is ongeveer 0,1. Kogellagers, die tegenwoordig in zeer kleine afmetingen (tot 1 mm buitendiameter) verkrijgbaar zijn, hebben weliswaar 10× minder wrijving, maar de montage en de bescherming tegen stof en vuil is moeilijk. Daarenboven zijn ze ongeveer 20× zo duur als saffieren.

Ten slotte kunnen de *luchtwrijvingsverliezen* hier een niet onbelangrijk deel uitmaken van het totale vermogen, doordat men met grote, dicht langs elkaar bewegende, oppervlakken te doen heeft. Uit metingen is ons gebleken dat de luchtwrijvingsverliezen voor de door ons gebruikte geprofileerde cilinders niet groter zijn dan die voor gladde cilinders met dezelfde straal r, lengte l en spleetwijdte s; deze zijn evenredig met $r^3 l \omega_m^2/s$. Deze verliezen kan men derhalve eventueel beperken door een lange dunne motor te kiezen in plaats van een korte dikke. De luchtwrijvingsverliezen spelen alleen een rol bij snel lopende motoren; bij motortjes voor uurwerken en tellers, met 1 à 2 omw/s, behoeft men er veelal geen rekening mee te houden. Uiteraard kan men het probleem der lucht wrijvingsverliezen geheel omzeilen door de motor in vacuüm te laten lopen.

Het starten van de synchrone elektrostatische motor

Verschillende van de kunstgrepen die voor het starten van kleine synchrone elektromagnetische motoren worden toegepast berusten op het voorhanden zijn van permanente magneten in de rotor. Deze komen voor het elektrostatische geval ten enenmale niet in aanmerking bij gebrek aan een bruikbaar elektrisch analogon van de permanente magneet. Een methode die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

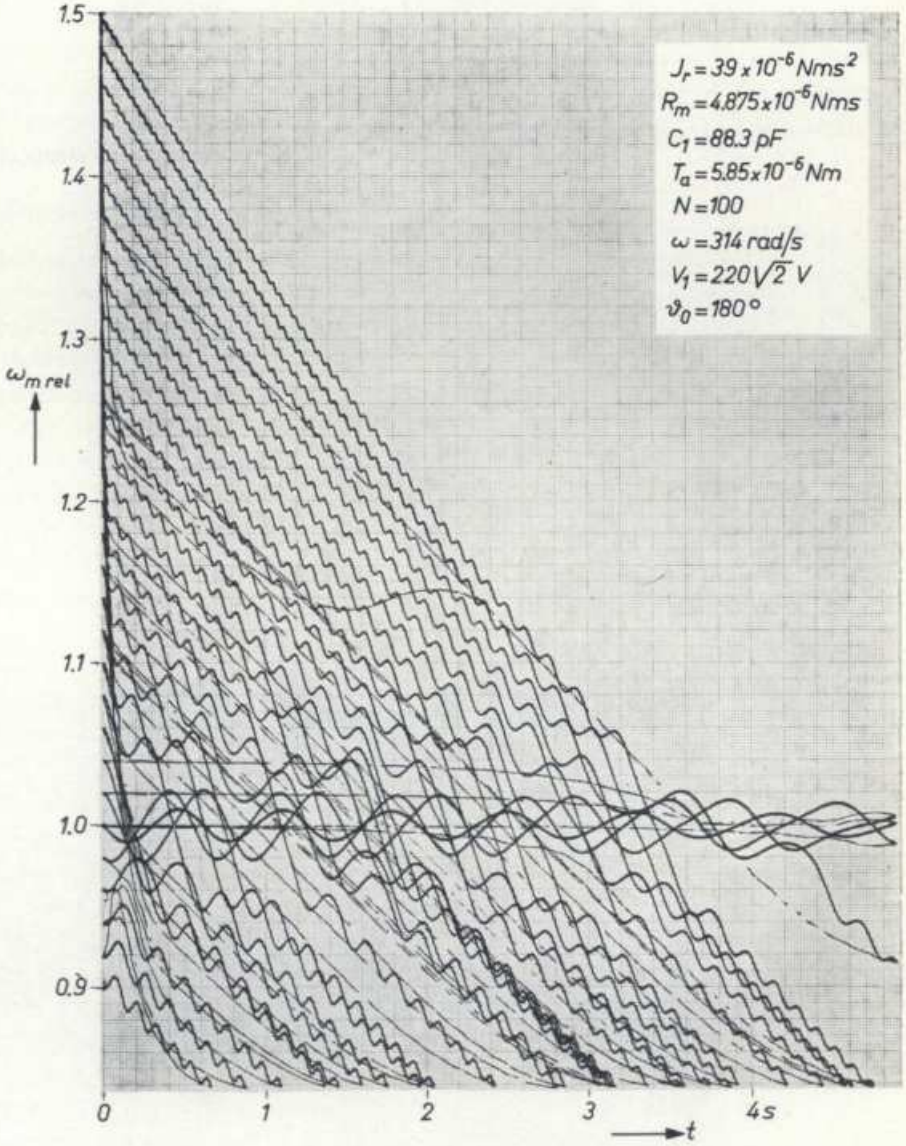


Fig. 19. Met een analogon-computer verkregen oplossingen van de bewegingsvergelijking (14) voor de rotor van een synchrone motor, voor de aangegeven parameterwaarden. Uitgezet is $\omega_{m\,rel} = \omega_m(t)/(h\omega_s/N)$, d.i. de rotorhoeksnelheid gedeeld door de bij de gegeven voedingsspanning normale hoeksnelheid, als functie van de tijd bij een gegeven beginwaarde ϑ_0 van de positie, en voor een groot aantal verschillende beginwaarden ω_0 van de hoeksnelheid ω_m. Slechts drie van de gegeven oplossingen corresponderen met een gelukte start.

bij elektromagnetische motoren ook wordt toegepast en die wel geschikt is voor ons doel, is, de rotor via een mechaniekje met de hand een snelheid te geven die zo dicht bij de synchrone ligt dat de motor in de pas komt. Of dit lukt, hangt behalve van de snelheid ook af van de positie van de rotor en de faze van de voedingsspanning op het ogenblik dat rotor en startmechanisme worden ontkoppeld. Men moet dus de startmanipulatie eventueel enkele malen herhalen.

Ten einde na te gaan hoe groot de spreiding is van beginpositie en -snelheid waarbij de start gelukt, lossen we de bewegingsvergelijking van de rotor op en gaan na onder welke voorwaarden de gemiddelde rotorsnelheid na enkele seconden gelijk wordt aan de synchrone snelheid.

De bewegingsvergelijking voor de rotor is:

$$J_r\ddot{\vartheta} + R_m\dot{\vartheta} + \frac{\dot{\vartheta}}{|\dot{\vartheta}|}T_a - \tfrac{1}{2}V^2\,\mathrm{d}C/\mathrm{d}\vartheta = 0. \quad (14)$$

Hierin is J_r het traagheidsmoment van de rotor, R_m de luchtwrijvingscoëfficiënt en T_a het tegenwerkend koppel van het aangedreven mechanisme. De laatste term is het motorkoppel (verg. 2). De elektrische verliezen en de lagerwrijving zijn verwaarloosd. Verg. (14) hebben we door een analogon-computer laten oplossen, met

$$V = V_1 \sin \omega_s t,$$

$$C = C_0 + C_1 \cos N\vartheta,$$

voor een aantal waarden van de parameters N, C_1, V_1, J_r, R_m, T_a en ω_s, en voor een groot aantal beginwaarden ϑ_0 en ω_0 van positie en hoeksnelheid. Door de keuze van $V = V_1 \sin \omega_s t$ voor de spanning hebben we ons beperkt tot die gevallen waarin de faze van de voedingsspanning 0 is op het moment van ontkoppeling van het startmechanisme ($t = 0$) en waarin er geen terugwerking is van de draaiende motor op de spanning. *Fig. 19* geeft een voorbeeld van de hoeksnelheid ω_m als functie van de tijd die in een bepaald geval werd verkregen voor verschillende beginwaarden van de hoeksnelheid bij een gegeven beginpositie. In dit voorbeeld leidden slechts drie van de gekozen beginsnelheden tot een succesvolle start.

De waarden van ϑ_0 en ω_0 die bij twee voorbeelden tot een goede start leidden zijn verzameld in *fig. 20*; de grootte van de wolk van cirkeltjes is een directe maat voor de kans op een goede start.

Uit dergelijke figuren hebben we kunnen concluderen dat de kans op een goede start toeneemt als de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

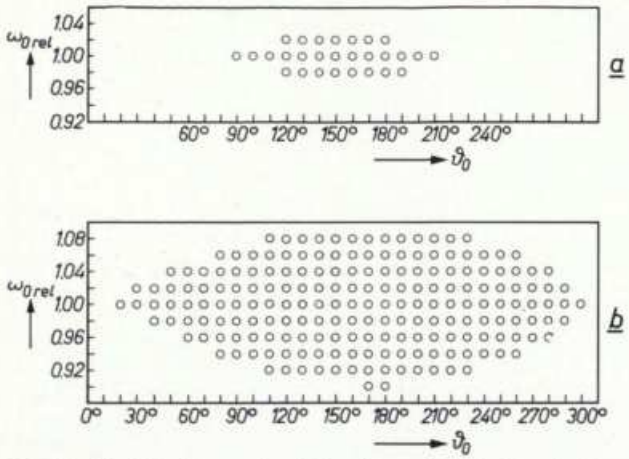


Fig. 20. Combinaties van beginfaze ϑ_0 en beginhoeksnelheid ω_0 die volgens de computer tot een goede start leiden, voor *a*) dezelfde waarden van de parameters als bij fig. 19, *b*) $V_1 = 440\sqrt{2}$ V (of $C_1 = 353{,}2$ pF) en overigens dezelfde parameterwaarden als bij fig. 19. Verticaal is uitgezet $\omega_{0\,rel} = \omega_0/(h\omega_s/N)$, de beginhoeksnelheid gedeeld door de „normale" hoeksnelheid $h\omega_s/N$.

Ten slotte wijzen wij nog op de mogelijkheid een synchrone motor met een asynchrone te combineren, en aldus een zelfaanlopende synchrone motor te maken. Een door ons vervaardigd exemplaar van een dergelijke combinatie is afgebeeld in *fig. 21*.

De asynchrone elektrostatische motor

Het verschijnsel dat aan de asynchrone elektrostatische motor ten grondslag ligt is reeds genoemd in de inleiding: een cilinder van een materiaal dat in geringe mate elektrisch geleidend is, dan wel diëlektrische hysteresis vertoont, ondervindt een koppel in een elektrisch draaiveld. Er werd ook al opgemerkt dat dit verschijnsel in het verleden reeds uitvoerig is bestudeerd, hoewel hoofdzakelijk om materiaaleigenschappen te onderzoeken, en niet om een motor te maken.

In een elektrostatische motor gebaseerd op dit principe moet men het elektrische draaiveld maken met

Fig. 21. Zelfaanlopende synchrone elektrostatische motor, geschikt voor aandrijving van een uurwerk. Bij 220 V, 50 Hz draait de motor met 1 omw/s en is het vermogen ca. 60 μW. Het synchrone gedeelte bestaat zelf uit twee gedeelten, die gevoed worden met 90° in faze verschoven spanningen. Bij elk van deze gedeelten bestaat de stator weer uit twee stukken, ten einde het sleepcontact te kunnen vermijden (zie fig. 15). Het aanlopen berust op de werking van het asynchrone gedeelte (rotor met zwarte weerstandslaag, stator gevoed door driefazenspanning). Diameter rotor 15 mm.

spanning V_1 of de capaciteitsvariatie C_1 toeneemt, en als het traagheidsmoment J_r kleiner wordt. Bij startproeven met verschillende motortjes, en in het bijzonder met de motor van fig. 14, stemde het relatief aantal gevallen van een gelukte start bij de diverse beginhoeksnelheden (die b.v. stroboscopisch werden gemeten) goed overeen met de door de computer voorspelde startkans.

behulp van meerfazige spanningen op een krans van elektrodes (zie b.v. fig. 4 en 5).

Bij onze eerste proeven in deze richting, waarbij rotoren van glas, kwarts of methacrylaat werden gebruikt, deed zich herhaaldelijk het volgende verschijnsel voor. Enige tijd na aansluiting op de spanning ging het motortje geleidelijk langzamer lopen, om ten slotte te stoppen. Blies men er vervolgens in — in de veronder-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stelling dat er stof in was gekomen — dan ging het weer enige tijd lopen. Dit heeft ons tot de conclusie geleid dat het niet de diëlektrische hysteresis of het geleidingsvermogen van het cilindermateriaal was, dat de motor deed draaien, maar een door vocht veroorzaakt geleidingsvermogen van het oppervlak. Voortbouwend op deze gedachte hebben wij een type motor ontwikkeld waarbij de rotor bestaat uit een massief lichaam van isolatiemateriaal, bedekt met een dunne laag van een enigszins geleidend materiaal, terwijl de stator bestaat uit een krans van elektrodes dicht tegenover het oppervlak.

Achteraf bezien, is het wel duidelijk dat men beter met een geleidende oppervlaktelaag kan werken dan met een homogeen geleidende cilinder. De door influentie ontstane ladingen bevinden zich immers voornamelijk aan het oppervlak, en het is veel eenvoudiger een bepaalde gewenste weerstand reproduceerbaar te maken met dunne lagen (b.v. door opdampen) dan met massief materiaal (met soortelijke weerstanden die 10^8 Ωm blijken te moeten zijn).

Evenals bij de synchrone motor zijn er twee typen die het meest aantrekkelijk lijken voor uitvoering: het cilindrische type en het vlakke type. Een cilindrisch motortje is afgebeeld in *fig. 22* en een vlakkeschijfmotor in *fig. 23*. Ten slotte is in *fig. 24* een motor van een enigszins ongewoon type, een *lineaire* asynchrone motor, weergegeven. Deze laatste is te beschouwen als een recht gebogen segment van een draaiveldmotor.

Aan de hand van een vereenvoudigd model voor de door ons ontwikkelde motor zijn door Kooy aan de Technische Hogeschool Eindhoven en door Ubbink in dit laboratorium berekeningen uitgevoerd betreffende het te verwachten koppel op de stilstaande rotor, en de wijze waarop dit afhangt van de hoeksnelheid van het draaiveld en van de rotoroppervlakteweerstand [8] [9].

Volgens deze berekeningen vertoont voor een gegeven motor het koppel op de stilstaande rotor als functie van de hoeksnelheid van het draaiveld een maximum; het maximumkoppel is onafhankelijk van de rotoroppervlakteweerstand R, en dit maximum treedt op bij een snelheid die omgekeerd evenredig is met R.

Dat het koppel op de stilstaande rotor een maximum moet vertonen als functie van de hoeksnelheid van het draaiveld — dus van de frequentie van de voedingsspanning —, ziet men gemakkelijk in. Immers, voor kleine snelheden ontstaan er weliswaar grote influentieladingen in de rotorlaag, maar deze kunnen het draaiveld zo gemakkelijk volgen dat er geen hoek ontstaat tussen draaiveld en influentieladingen, zodat het koppel

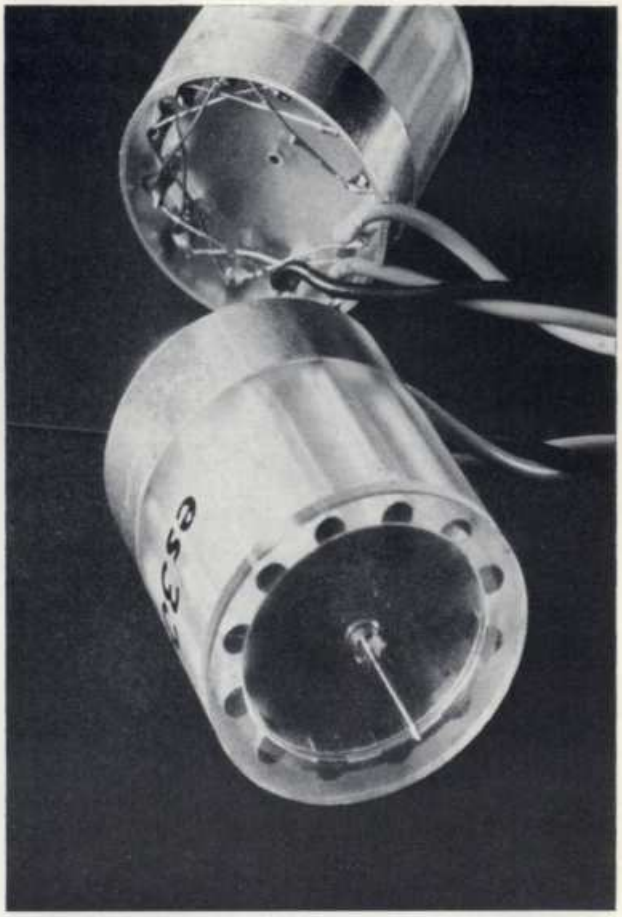


Fig. 22. Cilindrische asynchrone elektrostatische motor, voor drie fazen, 220 V, 50 Hz (de elektrodeverbindingen ziet men in het spiegelbeeld). Het aantal elektrodes is 12, het aantal poolparen is dus 4. Diameter van de rotor 15 mm.

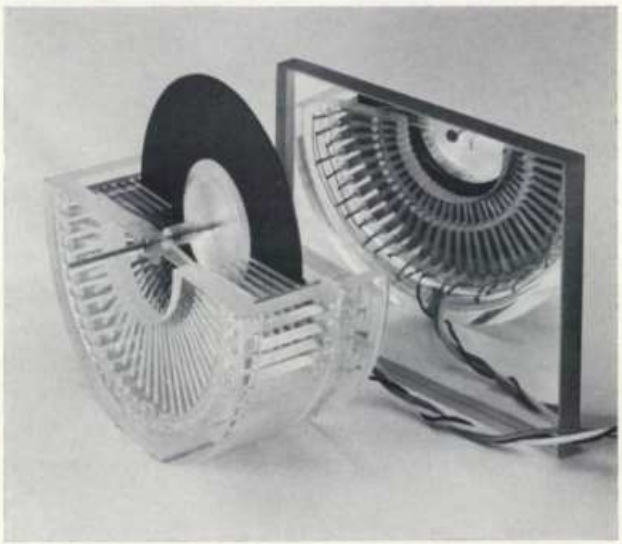


Fig. 23. Asynchrone schijfmotor voor drie fazen, vervaardigd voor demonstratie. De rotor bestaat uit vijf met weerstandsmateriaal bedekte glazen schijven van 60 mm diameter, waarvan er hier slechts één gemonteerd is. Hij draait in een krans van 30 kamvormige elektrodes. Voor de werking is het niet nodig dat alle vijf schijven gemonteerd zijn, noch dat de statorelektrodes over de hele omtrek verdeeld zijn. Met een tienschijfsmotor van dezelfde soort (waarbij de statorelektrodes, 60 per krans, wèl de volle cirkel beslaan) werd een maximumkoppel van 200 μNm verkregen bij 220 V, 50 Hz.

[8] C. Kooy, Torque on a resistive rotor in a quasi electrostatic rotating field, Appl. sci. Res. **20**, 161-172, 1969 (no. 2/3).
[9] J. Ubbink, Appl. sci. Res., verschijnt binnenkort.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nul is. Bij toenemende snelheid raken de influentieladingen achter, er ontstaat een hoek met het draaiveld, en daarmee een koppel. Bij nog verder toenemende snelheid wordt de hoek weliswaar steeds groter, maar de influentielading wordt steeds kleiner, zodat het koppel weer afneemt. Het is eveneens duidelijk dat de snelheid waarbij het koppel maximaal is voor kleinere R groter uitvalt.

lende waarden voor de oppervlakteweerstand konden worden gerealiseerd. Aangezien het bij de zeer kleine koppels waar het hier om gaat niet eenvoudig is het koppel te meten aan een stationair draaiende motor, hebben we ons in eerste instantie beperkt tot het meten van het koppel op de stilstaande rotor, als functie van de frequentie van de voedingsspanning. Door de boven reeds genoemde hogere harmonischen in het draaiveld

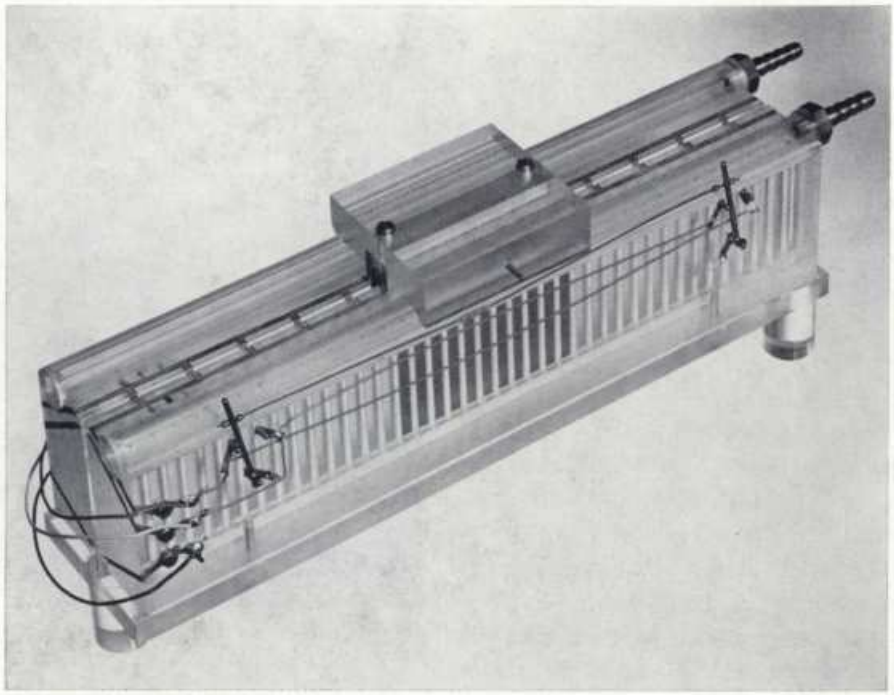


Fig. 24. Een lineaire asynchrone motor. De „rotor" bestaat uit een aan twee zijden met weerstandsmateriaal bedekte glazen plaat, die zich, gedragen door een op een luchtkussen gelagerde slede, tussen twee rijen statorelektrodes beweegt. Aan elk uiteinde wordt de richting van het „schuifveld" en daarmede de beweging van de slede omgekeerd via een schakelaar die door de slede wordt bediend.

De belangrijkste simplificatie bij de genoemde berekeningen is daarin gelegen dat de spanning op de stator voorgesteld wordt door een sinusvormig langs de statoromtrek verlopende potentiaalgolf. Het verloop van het draaiveld langs de stator dat men met een eenvoudige krans van elektrodes en een driefazenspanning maakt — zoals in de door ons vervaardigde motortjes — is natuurlijk verre van ideaal sinusvormig. De hogere harmonischen van de spanning, die daardoor aanwezig zijn, kunnen een aanzienlijke bijdrage tot het stilstandskoppel leveren, die in de berekeningen niet is verwerkt. Ook is het niet direct duidelijk welke amplitude men aan de theoretische spanningsgolf moet toekennen om de werkelijke zo goed mogelijk te representeren.

Om experimenteel een indruk te krijgen hoe groot het koppel is dat men met dit type motortjes kan bereiken, hebben we enkele oriënterende metingen verricht aan een speciaal voor dit doel geconstrueerd motortje, waarbij met behulp van verwisselbare rotoren verschil-

moet men er mee rekening houden dat het maximumkoppel bij een *draaiende* motor nog aanzienlijk zal kunnen verschillen van het maximale stilstandskoppel.

In grote trekken zijn de experimentele resultaten in overeenstemming met de genoemde berekeningen. In *fig. 25* ziet men bij voorbeeld dat bij variatie van de rotoroppervlakteweerstand R het maximale stilstandskoppel inderdaad niet sterk varieert, en dat de frequentie waarbij het maximum optreedt afneemt als R toeneemt. Een numerieke vergelijking tussen de resultaten van de experimenten en de berekeningen vindt men in de *tabellen II* en *III*.

Hoewel wij, op grond van onze experimentele resultaten alsook van de genoemde berekeningen, menen dat het mogelijk moet zijn asynchrone elektrostatische motortjes van enkele cm^3 te maken met koppels die voor allerlei toepassingen interessant zijn, b.v. ter grootte van enkele μNm, zou voor een praktische realisatie een voortgezet onderzoek, in het bijzonder be

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

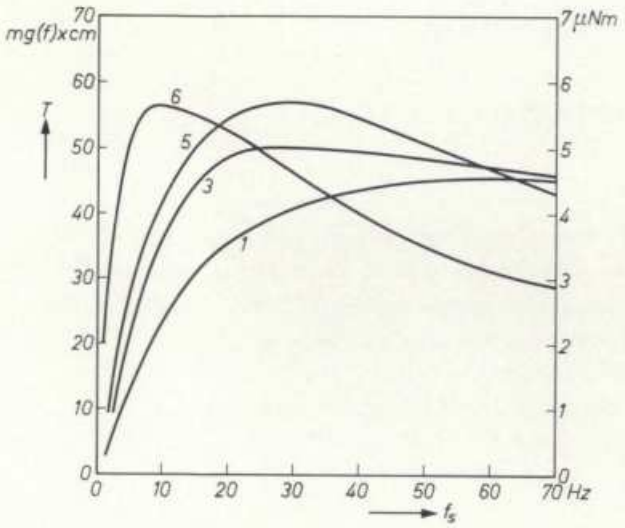


Fig. 25. Het stilstandskoppel T op de rotor als functie van de frequentie f_s van de voedingsspanning, gemeten aan een cilindrisch asynchroon motortje met verwisselbare rotoren (straal rotor 15 mm, lengte rotor 45 mm, spleetwijdte 55 μm, aantal elektrodes 120, aantal fazen 3, aantal poolparen 40; het basismateriaal van de rotor is polyfenyleenoxide met $\varepsilon_r = 2{,}8$). De verschillende krommen werden verkregen met verschillende rotoren; voor de oppervlakteweerstand daarvan zie tabel II.

Tabel II. Waarden van Rf_s waarbij het stilstandskoppel maximaal is, $(Rf_s)_{opt}$, voor vier rotoren (vier R-waarden) volgens fig. 25. De theoretische waarde resulteert uit de aangehaalde berekeningen [9].

rotor no.	R in $10^{10}\ \Omega$	$f_{s\ opt}$ in Hz	$(Rf_s)_{opt}$ in $10^{13}\ \Omega s^{-1}$
1	6,5	60	$0{,}3_9$
3	9,2	30	$0{,}2_8$
5	13,8	30	$0{,}4_1$
6	25,6	9	$0{,}2_3$
theoretische waarde			$0{,}5_4$

Tabel III. Enkele experimentele waarden van T_{max}/V_{eff}^2, verkregen met het in het onderschrift van fig. 25 beschreven motortje, met één rotor, bij verschillende waarden van de effectieve spanning V_{eff} tussen twee fazen. Voor de berekening van de theoretische waarde [9] werd $V_0^2 = \frac{1}{2} V_{eff}^2$ gesteld.

V_{eff} in V	T_{max} in μNm (1 μNm ≈ 10 mg-kracht × cm)	T_{max}/V_{eff}^2 in 10^{-10} Nm/V²
100	2,2	2,2
150	5,2	2,3
170	6,8	2,3
theoretische waarde		4,0

treffende de realisatie van een draaiveld van de gunstigste vorm, gewenst zijn.

Het welslagen van de hierboven beschreven experimenten is voor een groot deel te danken aan het vakmanschap van H. Harhuis, C. J. Th. Potters en J. Th. Driessen van de instrumentmakerij van Philips' Natuurkundig Laboratorium, en aan de assistentie van A. W. M. Bogers en Th. M. B. Schoenmakers.

Samenvatting. De elektrostatische motor, berustend op de werking van elektrische velden op ladingen, is in principe reeds zeer lang bekend maar vindt in tegenstelling tot de elektromagnetische motor nergens toepassing. Dit is daaraan te wijten dat het, door doorslag begrensde, vermogen van de e.s. motor onder gebruikelijke en vergelijkbare omstandigheden zeer veel kleiner is dan het vermogen van de e.m. motor. E.s. motoren zouden misschien kunnen concurreren met e.m. motoren als men in hoogvacuüm werkende motoren wil maken, of als men vergaande miniaturisatie nastreeft. In het Philipslaboratorium te Eindhoven is een onderzoek uitgevoerd naar de eigenschappen en constructieve mogelijkheden van zulke motoren.

De synchrone e.s. motor is in principe een draaicondensator (een bij draaiing periodiek veranderende capaciteit) die aangesloten wordt op een pulserende spanning. Verschillende motortjes zijn gerealiseerd, met name van het vlakkeschijftype met bladvormige elektrodes en van het cilindrische type met tand- of richelvormige elektrodes. Voor dit laatste type werd de invloed van het elektrodeprofiel op de capaciteitsvariatie bestudeerd. Er is ook een asynchrone e.s. motor mogelijk. Deze berust op de werking van een elektrisch draaiveld op een rotor van een enigszins geleidend materiaal. Ook hier zijn motortjes gerealiseerd zowel van het schijftype als van het cilindertype, waarbij de rotor bestaat uit een lichaam van isolerend materiaal bedekt met een weerstandslaag. Experimentele resultaten betreffende het stilstandskoppel op de rotor waren in redelijke overeenstemming met de uitkomsten van berekeningen aan een eenvoudig motormodel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Microvonkverspaning

C. van Osenbruggen

Van vonkverspaning wordt reeds enkele decennia dankbaar gebruik gemaakt voor materiaalbewerking in vele gevallen waarin conventionele methodes het af laten weten door de hardheid van het materiaal of de gecompliceerdheid van het bewerkingsprofiel; vaak blijken ook bewerkingen die tot dusver met snijdende gereedschappen werden uitgevoerd efficiënter door vonkverspaning te kunnen geschieden. Als resultaat van het hier beschreven onderzoek en ontwikkelingswerk is het toepassingsgebied aanzienlijk uitgebreid, doordat nu ook zeer nauwkeurige bewerkingen tot zeer kleine afmetingen met relatief grote snelheid kunnen worden uitgevoerd.

Vonkverspaning; methode en toepassing

Een van de nieuwe werkplaatstechnieken waarbij het materiaal op niet-conventionele wijze wordt bewerkt is het vonkverspanen (ook wel EDM genoemd, als afkorting van Electro-Discharge Machining). Deze bewerking berust op de verwijdering van kleine materiaaldeeltjes van twee elektrodes als gevolg van een vonkoverslag [1]. Vooral door het werk van B.R. en N.I. Lazarenko [2] heeft de methode op grote schaal ingang gevonden. Het principe ervan is in *fig. 1* weergegeven.

De elektrodes bevinden zich op korte afstand van elkaar, gescheiden door de *vonkspleet*. Het geheel is ondergedompeld in een *isolerende vloeistof*. Tussen de elektrodes worden snel opeenvolgende, kortdurende ontladingen teweeggebracht. Voor een regelmatig vonkproces is het nodig dat de lengte van de vonkspleet — waarvan de doorslagspanning in hoofdzaak afhangt — constant is. Dit wordt in de meeste vonkverspaningsmachines bereikt door de verplaatsing van de gereedschapselektrode zodanig te laten besturen door de doorslagspanning dat afwijkingen van de ingestelde waarde van deze spanning worden opgeheven.

Gemakshalve zullen wij in het vervolg spreken over „de elektrode" wanneer de gereedschapselektrode bedoeld wordt. De andere elektrode noemen wij het werkstuk.

Karakteristiek voor de vonkverspaning is, dat alle elektrisch geleidende stoffen, alsmede niet-geleidende stoffen met een geleidend oppervlaktelaagje (dat b.v. als gevolg van het ontladingsproces ontstaat), ongeacht hun mechanische eigenschappen bewerkt kunnen worden.

C. van Osenbruggen, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Vonkverspaningsmachines vinden thans hun voornaamste toepassing bij het bewerken van zeer harde materialen, waarbij conventioneel snijgereedschap verstek laat gaan. Aangezien er immers bij vonkverspaning geen mechanisch contact is tussen werkstuk en elektrode, behoeft men ten aanzien van sterkte en hardheid van het elektrodemateriaal nauwelijks eisen te stellen. Verdere toepassingen zijn erop gebaseerd dat de elektrode zich (met een geringe overmaat) in het werkstuk kopieert, zodat men gaten van elk gewenst profiel kan boren en ook (met een samengestelde elektrode) meer dan één profiel, spleet of gat tegelijk kan maken. (Deze laatste eigenschap treft men overigens ook aan bij de

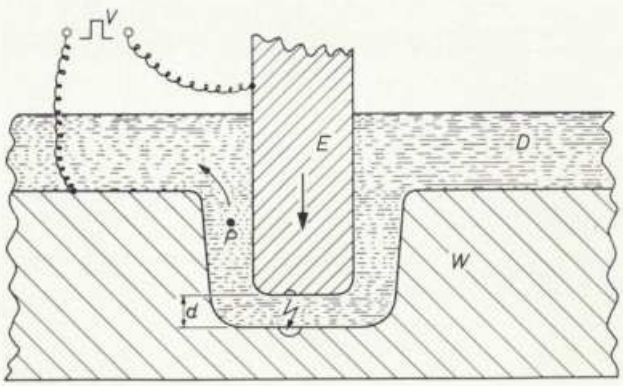


Fig. 1. Principe van de vonkverspaning. Een elektrode E en een geleidend werkstuk W bevinden zich op korte afstand van elkaar, gescheiden door een met isolerende vloeistof D gevulde vonkspleet. Als de kortste afstand d tussen twee punten klein genoeg is, zal een tussen elektrode en werkstuk aangelegde impulsvormige spanning V een vonkoverslag tot gevolg hebben, waardoor zowel van E als van W materiaal wordt verwijderd. Een aanzetmechanisme zorgt ervoor dat door verplaatsing van de elektrode E de vonkafstand gehandhaafd blijft. Afgevonkte deeltjes P moeten uit de vonkspleet verwijderd worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ultrasone materiaalbewerking, die wat minder nauwkeurig is maar niettemin van grote betekenis b.v. voor de bewerking van glas, keramiek en halfgeleiders.)

Gestimuleerd door de behoefte die hieraan in het bedrijf bestond, is in ons laboratorium het onderzoek en de ontwikkeling van het vonkverspanen vooral gericht geweest op machines voor veel kleinere en nauwkeuriger bewerkingen dan tot dusver mogelijk waren: het *microvonkverspanen*. Er zullen in dit artikel enige machines beschreven worden met verschillende eigenschappen wat betreft nauwkeurigheid en snelheid van de bewerking.

Het mechanisme van de materiaalverwijdering bij het normale vonkverspanen is in hoofdzaak een thermisch proces [3]. Hierbij onderscheidt men twee fazen (eenvoudigheidshalve nemen wij aan dat de elektrodes van metaal zijn):

1) verhitting van het metaal ter plaatse van de ontlading tot boven het smeltpunt,
2) verwijdering van de gesmolten metaaldeeltjes.

De onder (1) genoemde verwarmingsfaze kan als volgt worden toegelicht. Onder de bij het normale vonkverspanen heersende omstandigheden vindt een doorslag plaats als gevolg van een lawine-effect van door veldemissie uit de katode getreden elektronen, die in de vonkvloeistof ionisatie teweegbrengen waardoor nieuwe elektronen ontstaan. Dit wordt in de hand gewerkt door „bruggen" van in de vloeistof aanwezige deeltjes die zich naar plaatsen met de hoogste veldsterkten bewegen [4].

Nadat de doorslag tot stand is gekomen, vormt zich een gasvormig geleidend kanaal, dat zich door de energietoevoer uit de vonkgenerator uitbreidt. Toepassing van een vonkvloeistof heeft het voordeel dat dit kanaal nauw blijft, zodat een hoge energiedichtheid bereikt kan worden. De door het kanaal getransporteerde elektrische energie wordt als gevolg van de aan beide elektrodes optredende spanningsval daar ter plaatse in warmte omgezet.

Er bestaat, bij een gegeven energie per ontlading, een optimale ontladingsduur. Is de ontladingsduur langer dan de optimale, dan is het vermogen geringer. Het metaal bereikt dan minder snel het smeltpunt, en intussen gaat een deel van de energie door warmtegeleiding in het metaal verloren. Verkort men daarentegen de ontladingsduur bij gelijkblijvende ontladingsenergie (waarbij dus het vermogen toeneemt), dan zal er materiaal verdampen en dus een deel van de energie als verdampingswa rmte verloren gaan.

Aanvankelijke bezwaren tegen de vonkverspaningsbewerking waren de relatief geringe verspaningssnelheid en de snelle slijtage van de gereedschapselektrode. (De verhouding van de van beide elektrodes verwijderde hoeveelheden materiaal wordt in hoofdzaak bepaald door de energie die in elk van hen wordt gedissipeerd.) Hieraan is tegemoet gekomen door verbeteringen in de voedingsbron voor de vonkontlading en door het gebruik van speciale elektrodematerialen, waarbij vooral de juiste combinatie van elektrode- en werkstukmateriaal van belang is [5] [6].

Problemen van het microvonkverspanen

De aard van de bewerkingen die met behulp van microvonkverspaning mogelijk zijn wordt in *fig. 2* met enkele voorbeelden gedemonstreerd. Zo was een der eerste taakstellingen het maken van diafragma's voor elektronenmicroscopen, waartoe zeer nauwkeurige braamvrije gaten van 20 μm diameter gemaakt moesten worden in platinaplaat van 20 μm dikte. Verschillende mechanische methodes voor het maken van deze gaten hadden voordien alle een onbevredigend resultaat gegeven. Van het met microvonkverspaning bereikbare resultaat ziet men in fig. 2*a* een illustratie. De onregelmatigheden aan de rand van het gat zijn kleiner dan 0,2 μm, de onrondheid is minder dan ± 0,4 μm. Een ander sprekend voorbeeld van de ongekende mogelijkheden is de in fig. 2*b* afgebeelde naaldpunt, waarin een gat van 50 μm is gevonkt. Ter vergelijking is ook het oog van de naald weergegeven.

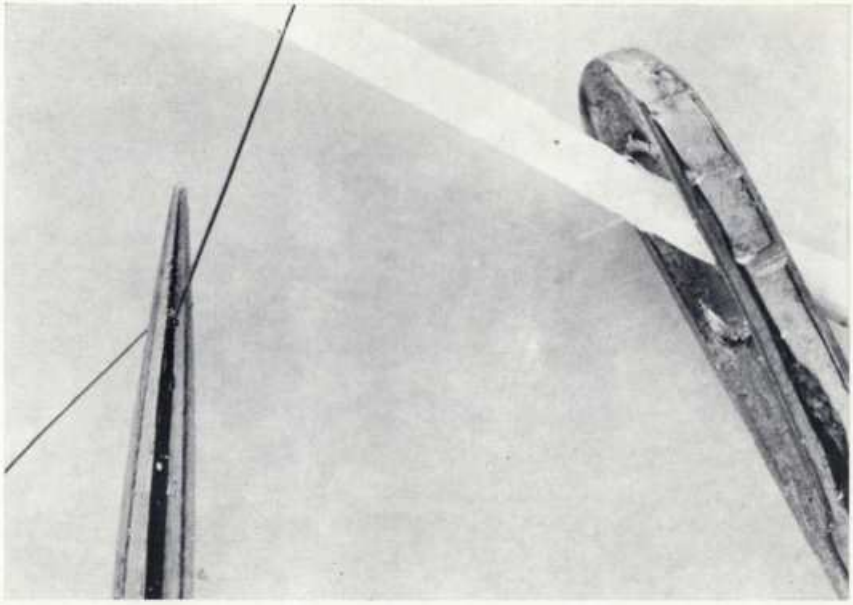
Het uitvoeren van zulke fijne bewerkingen vereist een zeer speciale dimensionering en een zorgvuldige keuze van de omstandigheden van het vonkverspaningsproces. De elektrode moet zeer nauwkeurig van vorm zijn, en door een nauwkeurig regelmechanisme moet een nauwe vonkspleet (ca. 1 μm) gehandhaafd worden. De afgevonkte deeltjes moeten nog kleiner zijn, omdat zij anders niet zonder kortsluiting te veroorzaken uit de vonkspleet verwijderd kunnen worden. Tevens stelt de vereiste gladheid van het bewerkte oppervlak een grens aan de afmetingen van de gevormde kraters. Ons onderzoek heeft aangetoond dat men om deze redenen voor microbewerkingen ontladingen met een geringe energie moet toepassen en een ontladingsduur die zo kort is dat slechts het *vonk*stadium van de ontlading wordt benut en het daaropvolgende *boog*stadium in het algemeen wordt onderdrukt. Terwijl bij het normale vonkverspanen energieën per vonk van 0,0003 tot 2,0 J en ontladingstijden van 2 tot 2000 μs gebruikelijk zijn,

[1] G. Bredig, Z. angew. Chemie **11**, 951, 1898.
T. Svedberg, Arkiv för Kemi, Mineralogi och Geologi **2**, Paper No. 40, 1906.
[2] B. R. en N. I. Lazarenko, Physical foundation of the electric spark machining of metals, Vestnik Akademii Nauk SSSR **29**, no. 6, 1959.
[3] N. Mironoff, Einführung in das Studium der Elektroerosion, uitg. Microtecnic-Scriptar, Lausanne 1968.
[4] J. A. Kok, Electrical breakdown of insulating liquids, Philips' Technische Bibliotheek, Eindhoven 1961.
[5] P. E. Berghausen en H. D. Brettschneider, Electro-discharge machining program, 15 Nov. 1960 - 20 July 1963, Clearinghouse, Washington 1964.
[6] H. E. de Bruyn, Annals C.I.R.P. **16**, 183, 1968 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

a



b

Fig. 2. *a*) Elektronenmicroscopische afbeelding van een diafragmagat dat in enkele seconden door microvonkverspanen is gemaakt in platinaplaat van 20 μm dikte.
b) Stalen naald waarin een gat is gevonkt (gatdiameter 0,055 mm aan de bovenkant en 0,050 mm aan de onderkant) met een wolfraampen van 0,04 mm diameter als elektrode. Bewerkingsduur 1 minuut, elektrodeslijtage 15%. Ter vergelijking ziet men op de foto ook het oog van de naald met daarin een garendraad.

bedragen deze bij het microvonkverspanen resp. ca. 10^{-8} J en ca. 0,03 μs. Het blijkt nu mogelijk te zijn om, ondanks de grote verschillen in ontladingsenergie en ontladingsduur, een bewerkingsrendement (verwijderde hoeveelheid materiaal per eenheid van energie) te bereiken dat even hoog is als dat van de normale vonkverspaning [7], terwijl ook de elektrodeslijtage tot zeer aanvaardbare waarden beperkt kan worden.

Een geheel andere kwestie is, of men een bepaalde bewerking met zo'n gunstig rendement ook in redelijk korte tijd kan realiseren, aangezien immers bij de microvonkverspaning per ontlading slechts een zeer geringe hoeveelheid materiaal wordt verwijderd. Men kan nu een relatief grote verspaningssnelheid bereiken door een hoge herhalingsfrequentie toe te passen. Hiertoe moet de vonkopwekking aan bepaalde eisen voldoen, waarop wij straks terugkomen.

Voor de verdere ontwikkeling van de microvonkverspaning was het van belang een beter inzicht te krijgen in de aard van het proces onder de genoemde microomstandigheden, zodat men b.v. in staat zou zijn om bij een gegeven werkstukmateriaal en oppervlakteruwheid de gewenste ontladingsenergie en ontladingsduur te berekenen. Daartoe zijn met een van de eerste gereedgekomen machines een reeks experimenten uitgevoerd. Deze hebben onder meer gegevens verschaft voor berekeningen, die aantoonden dat het thermische model waaraan de normale vonkverspaning voldoet ook bij benadering van toepassing is op de microvonkverspaning (zie hiervoor het Aanhangsel).

Vonkvloeistof en vonkgenerator

Aan de herhalingsfrequentie wordt een bovenste grens gesteld door de snelheid waarmee verontreinigingen, zoals afgevonkte deeltjes en ontledingsprodukten van de vonkvloeistof, verwijderd kunnen worden, b.v. door de vloeistof via een filter rond te pompen, waarbij tevens voor een goede spoeling in de vonkspleet gezorgd moet worden. De aanwezigheid van geleidende deeltjes beïnvloedt nl. de doorslagveldsterkte van de vonkvloeistof en veroorzaakt ook ontladingen op ongewenste plaatsen, waardoor het gevonkte gat taps wordt. Anderzijds is er toch een zekere verontreiniging met zeer kleine deeltjes ($< 0{,}01$ μm) nodig voor een snelle formatie van de vonk wanneer de doorslagspanning eenmaal is bereikt [4].

Veelal wordt als vonkvloeistof een betrekkelijk zware koolwaterstof toegepast. Door een complex van eisen (zoals geringe viscositeit, lage dampspanning om ontvlamming te voorkomen, niet-giftigheid en chemische neutraliteit, zowel van de vloeistof zelf als van de ontledingsprodukten) is de keuze beperkt.

Reeds bij het begin van onze proefnemingen hebben wij echter vastgesteld dat gebruik van *gedeïoniseerd water* als vonkvloeistof hogere bewerkingssnelheden tot resultaat heeft. De in het elektrische veld gerichte waterdipolen versnellen nl. de vorming van de doorslag (10 ns, tegen 2000 ns onder gelijke omstandigheden in reukloze kerosine), en na de doorslag herstelt de doorslagveldsterkte zich snel (in 50 ns), zodat hogere herhalingsfrequenties mogelijk zijn. Bovendien zijn bij water hogere energiedichtheden per ontlading bereikbaar. Een verder voordeel is dat water bij vonkoverslag geen vaste ontledingsprodukten vormt. Wil men met een gesloten watercircuit werken, dan kan men behalve filters voor verwijdering van afgevonkte deeltjes ook

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ionenwisselaars opnemen om het geleidingsvermogen laag genoeg te houden (ca. $10^{-5}\ \Omega^{-1}\,cm^{-1}$).

Afhankelijk van de speciale eisen die aan de bewerking worden gesteld (met b.v. de nadruk op de nauwkeurigheid dan wel op de snelheid) worden in de door ons ontwikkelde machines beide soorten vloeistof gebruikt. Uit de bruikbare koolwaterstoffen hebben wij reukloze kerosine met een kooktraject van 210-260 °C gekozen, dat voldoende veilig is en een redelijk lage viscositeit bezit.

Als vonkgenerator kan men in het algemeen een eenvoudige *RC*-schakeling gebruiken, waarvan de condensator zich over de vonkspleet ontlaadt. Er staat dan echter gedurende een groot deel van de vonkcyclus spanning over de vonkspleet; bij gebruik van water leidt dit tot elektrochemische bijverschijnselen vanwege het altijd resterende geleidingsvermogen (ook na deioniseren). Door de etsing, die hiervan het gevolg is, worden de maten van het werkstuk beïnvloed. Daarom moet men voor water een impuls-generator toepassen die men op korte, rechthoekige impulsen kan instellen, zodat in het tijdsinterval tussen twee impulsen er geen spanning staat tussen de elektrode en het werkstuk.

Als gevolg van de beperkte weerstand van het water in de vonkspleet kan de oppervlakte A van het werkstuk dat zich op vonkafstand van de elektrode bevindt niet willekeurig groot gemaakt worden (wat in hoofdzaak slechts voor de normale vonkverspaning van belang is). Stel nl. dat de generator een stroombron is die een stroom van 40 A levert. In een vonkcyclus moet de spanning over de vonkspleet kunnen aangroeien van 0 V tot de doorslagspanning, b.v. 300 V. Om deze te kunnen bereiken, moet de weerstand parallel met het ontladingskanaal dus minstens bedragen $R_{min} = 7{,}5\ \Omega$. Wordt door ionenwisselaars de soortelijke weerstand ϱ op $10^5\ \Omega cm$ gehouden, dan mag dus de genoemde oppervlakte hoogstens bedragen:

$$A_{max} = \varrho \frac{d}{R_{min}} = 13{,}3\ cm^2,$$

indien de vonkafstand $d = 10^{-3}$ cm is. De door werkstuk en elektrode gevormde „condensator" (zie *fig. 3*) heeft een capaciteit $C = 0{,}94 \times 10^{-7}$ F, zodat bij de maximaal toelaatbare werkstukoppervlakte de ontladingsenergie niet kleiner zijn kan dan $E_{min} = \frac{1}{2} CV^2 = 4{,}2 \times 10^{-3}$ J. Daar de energie bepalend is voor de ruwheid van het bewerkte oppervlak, wijst deze hoge minimumwaarde erop dat de vonkverspaning van werkstukken met grote elektrode-oppervlakten bij gebruik van gedeïoniseerd water tot de relatief grove bewerkingen behoort. Voor fijne bewerkingen zal om deze

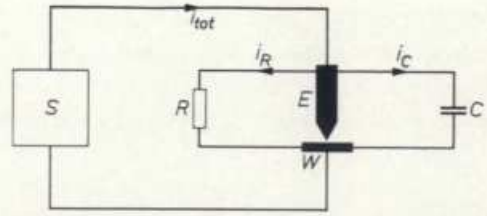


Fig. 3. Vervangschema voor een vonkontladingsketen met stroomlek R door de vonkvloeistof. S is een stroombron die (telkens gedurende 2 μs) een stroom $i_{tot} = 40$ A levert. i_C is de laadstroom van de condensator C, die gevormd wordt door de tegenover elkaar liggende oppervlakken van elektrode E en werkstuk W. i_R is de lekstroom.

reden de oppervlakte A kleiner gekozen moeten worden dan de maximale waarde.

Een voorbeeld van een bewerking met een hoge toelaatbare vonkfrequentie en dus een grote bewerkingssnelheid is een door ons uitgevoerde vonkverspaning van halfgeleiderelementen van silicium met afwisselend lagen van type P en type N. De bewerking bestaat b.v. uit het trekken van groeven om transistorelementen heen. Een bijzonderheid is in dit geval dat het werkstuk niet normaal geleidend is, omdat de P- en N-lagen de stroom in tegengestelde richting doorlaten. Door nu een wisselende polariteit toe te passen (*fig. 4*) kan men elke stroombarrière passeren doordat de helft der impulsen de goede stroomrichting heeft. De doorslag ontstaat ca. 30 ns nadat de spanning door nul gegaan

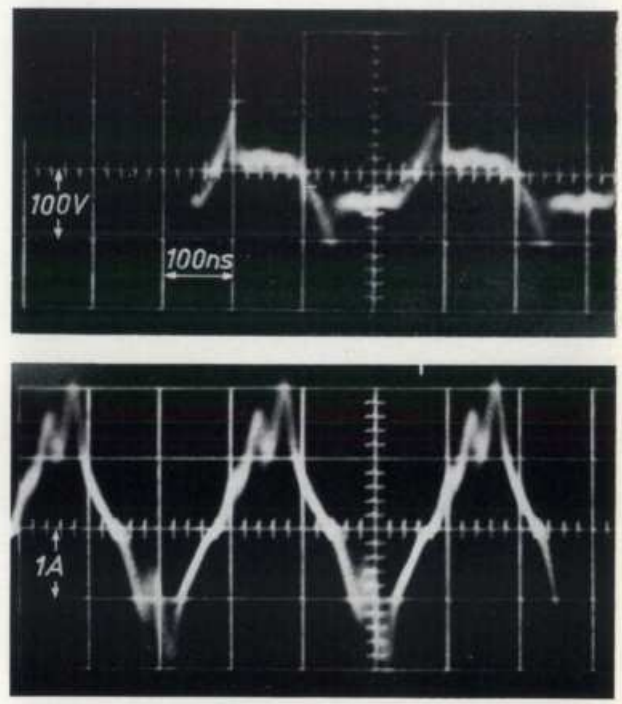


Fig. 4. Verloop van de spanning (*boven*) en de stroom (*onder*) als functie van de tijd bij vonkverspaning van halfgeleiderelementen van silicium. Hier worden condensatorontladingen met wisselende polariteit toegepast. Vonkvloeistof gedeïoniseerd water.

[7] H. C. Opitz, Funkenerosive Bearbeitung, Westdeutscher Verlag, Keulen 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is, de tijd tussen twee doorslagen bedraagt ca. 150 ns. De vonkvloeistof is hier gedeïoniseerd water. Ter vergelijking diene dat in koolwaterstoffen de kans dat binnen een impulsperiode van 2000 ns een doorslag optreedt slechts 10% is.

De elektrode

De eigenschappen die men van het elektrodemateriaal eist worden mede bepaald door het werkstukmateriaal. Wij nemen aan dat bij een ontlading het elektrode-oppervlak hoogstens tot het smeltpunt T_0 wordt verhit en dat er dan nog geen materiaal wordt afgenomen. Daarbij wordt de eis gesteld dat de temperatuur aan het werkstukoppervlak T_w zo hoog mogelijk is. De verhouding T_w/T_0 moet dus groot zijn. Met behulp van verg. (1) (zie Aanhangsel) kan men berekenen dat dan, bij een gegeven werkstukmateriaal, $pT_0/\sqrt{(\lambda\sigma c)_{el}}$ groot moet zijn (λ is de warmtegeleidingscoëfficiënt, σ de soortelijke massa en c de soortelijke warmte, alle van het elektrodemateriaal; p is de verhouding van de in het werkstuk en in de elektrode gedissipeerde vermogens). De waarde die de materiaalconstante $T_0/\sqrt{(\lambda\sigma c)_{el}}$ minstens moet hebben hangt af van het werkstukmateriaal.

Nu is de vermogensverdeling $p = V_w/V_{el}$, d.w.z. gelijk aan de verhouding van de effectieve spanningsvallen aan werkstuk- en elektrode-oppervlak nadat de ontlading stabiel geworden is (na 10 ns). In een ontlading is de effectieve spanningsval aan de katode (V_c, zie *fig. 5*) onafhankelijk van de stroomdichtheid, en hij is lager naarmate de uittreepotentiaal φ_c van het elektrodemateriaal hoger is. De spanningsval aan de anode (V_a) is volgens Schierholt [8] evenredig met de stroomdichtheid, en hij is bovendien groter naarmate de uittreepotentiaal van de anode (φ_a) hoger is. Aangezien bij relatief langdurende ontladingen (zoals bij het normale vonkverspanen worden toegepast) de diameter van het ontladingskanaal toeneemt en dus de stroomdichtheid afneemt, is in dat geval p maximaal indien de elektrode als anode geschakeld wordt. Bij het microvonkverspanen daarentegen, waarbij men met kortdurende ontladingen en dus met grote stroomdichtheden werkt, is V_a groot; de elektrode wordt dan als katode geschakeld en men kiest daarvoor een materiaal met zo hoog mogelijke uittreepotentiaal.

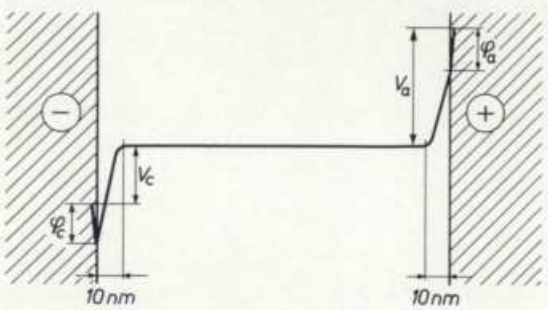


Fig. 5. Spanningsvallen aan de elektrode-oppervlakken bij een elektrische ontlading, schematisch. φ_c is de uittreepotentiaal van het katodemateriaal, φ_a die van het anodemateriaal. V_c is de effectieve spanningsval aan de katode, V_a die aan de anode.

De op de trefplaats van de ontlading als gevolg van de elektrische weerstand ontwikkelde warmte is in halfgeleiders, in tegenstelling met goed geleidende materialen, van grote invloed op de temperatuurverdeling in het materiaal, en de „intreeweerstand" levert een belangrijke extra-bijdrage tot de spanningsval in dit oppervlak. De spanningsval in een als anode geschakeld siliciumoppervlak is b.v. 400× zo groot als bij koper. Dit betekent dat bij het bewerken van silicium a) een hoge spanning nodig is, b) de temperatuurverdeling in hoofdzaak bepaald wordt door de weerstandswarmte en c) de polariteit van weinig invloed is op de elektrodeslijtage, zodat men zonder bezwaar (zoals bij de hierboven besproken bewerking, zie fig. 4) een wisselende polariteit kan toepassen.

Enkele vervaardigde machines

Met gebruikmaking van het resultaat van voorafgaande experimenten, waaruit gebleken was dat voor microvonkverspaning kortdurende ontladingen met lage energie moeten worden toegepast, zijn in het Philipslaboratorium een aantal machines voor dit doel ontwikkeld. Deze kunnen we indelen in twee types: een microvonkmachine, waarbij de nadruk ligt op de nauwkeurigheid van de bewerking, en een snelvonkmachine, waarmee snelle bewerkingen mogelijk zijn. Behalve deze zullen we hier nog enkele machines bespreken die van de bovengenoemde machines zijn afgeleid en geschikt gemaakt voor speciale taken. Zij zijn alle uitgerust met een zeer gevoelig regelsysteem voor de verplaatsing van de elektrode. Dit regelsysteem, dat bestuurd wordt door het vonkproces zelf, houdt de vonkspleet nauwkeurig op dezelfde lengte. Door verder voor elk geval de gunstigste impulsvorm en -frequentie te kiezen, wordt telkens een zeer goed compromis tussen precisie en verspaningssnelheid bereikt.

Te zamen bestrijken de machines een groot werkgebied, van gaten van 0,005 mm diameter in metalen foelies van 0,05 mm dik tot b.v. gaten van 50 mm² doorsnede in hardmetalen of gehard-stalen stempelplaten. Met grote bewerkingen zoals de laatste overlappen de machines het gebied van de tot dusver in de handel verkrijgbare vonkverspaningsmachines. Zij steken hierbij echter gunstig af door hun korte bewerkingstijden en doelmatige constructie.

Als onmisbaar hulpinstrument voor het maken van de soms zeer kleine gereedschapselektrodes werd een speciale slijpmachine ontwikkeld, waarmee men in korte tijd b.v. van wolfraamstaaf van 1 mm diameter een elektrode tot 4 μm diameter kan slijpen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De microvonkmachine

De microvonkmachine, waarvan men in *fig. 6* een schematische afbeelding ziet en in *fig. 7* een foto, is opgebouwd op een vaste kolom (*1*) met voetstuk. Aan deze kolom is een in een zeer nauwkeurige rechtgeleiding beweegbare kolom (*2*) bevestigd. In kolom *2* bevinden zich twee membraanveren (*3* en *3'*), verbonden door een pijp (*6*). Aan de onderste membraanveer is de elektrodehouder (*4*) bevestigd. De membraanveren maken een wrijvingloze verticale beweging van de elektrodehouder mogelijk. Binnen de pijp bevindt zich een metalen band (*5*), die met zijn ondereinde vastzit aan membraanveer *3'* en boven star aan kolom *2* is bevestigd; hij wordt gespannen doordat een stijve veer (*7*) de membraanveer *3'* naar beneden drukt. Stuurt men een stroom door de band, dan zet deze door de Joulewarmte uit en de elektrodehouder beweegt naar beneden (men mag hiermee natuurlijk slechts zover gaan dat er geen blijvende verlenging van de band optreedt). De stroomsterkte in de band wordt nu geregeld als functie van de doorslagspanning, zodanig dat deze spanning en daarmee de vonkspleet constant is. Door middel van een gekoelde mantel (*9*) worden de gevoelige mechanische onderdelen beschermd tegen de in de band ontwikkelde warmte. Een elektromagnetisch systeem zorgt door het in longitudinale trilling brengen van band *5* voor een zeer kleine vibrerende beweging van de elektrode, met regelbare frequentie en amplitude, die bijdraagt tot een goede spoeling van de vonkspleet.

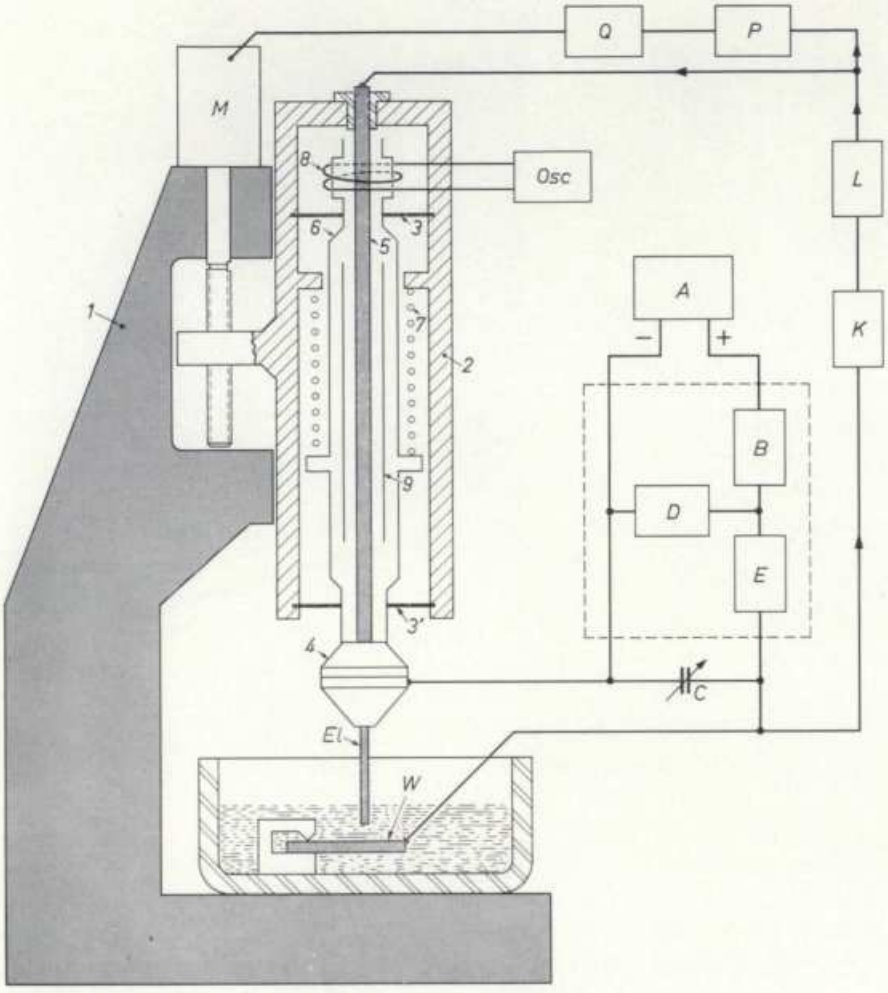


Fig. 6. Schematische doorsnede van de in het Philipslaboratorium te Eindhoven ontwikkelde microvonkmachine, met een blokschema van de *RC*-vonkgenerator en het regelsysteem voor de elektrode-aanzet. *1* vaste kolom met voetstuk. *2* beweegbare kolom, waarin zich tussen membraanveren *3* en *3'* een pijp *6* bevindt die door een veer *7* naar beneden wordt gedrukt, zodat de metalen band *5* gespannen staat. *4* elektrodehouder met elektrode *El*. *W* werkstuk. *8* trilsysteem. *9* gekoelde mantel. *M* stappenmotor. *A* gelijkspanningsbron. De stroomstabilisator en -begrenzer *B*, de spanningsstabilisator *D* en het vertragingselement *E* vormen te zamen de laadketen. *C* condensator. Door de vonkspanningsdetector *K* wordt via de versterker *L* het vereiste signaal aan het verplaatsingssysteem van de elektrodehouder gegeven. *P* spanningsafhankelijke impulsvormer die de stuureenheid *Q* voedt.

De met de membraanophanging bereikbare elektrodeverplaatsing bedraagt 0,8 mm. Voor zeer fijne bewerkingen kan dit voldoende zijn, maar vaak zijn toch grotere verplaatsingen nodig. Hierin voorziet een combinatie van de metaalbandregeling met een tweede regelsysteem waarmee de gehele kolom *2* verticaal verplaatst wordt ten opzichte van kolom *1* door middel van een stappenmotor *M*. Het verplaatsingsgebied wordt aldus vergroot tot 10 cm, de lengte van de geleidingsbaan.

Bij deze machine wordt reukloze kerosine als vonkvloeistof gebruikt. De vloeistof wordt vanuit een voorraadbak via een filterhuis naar de werkstukhouder gepompt, en vandaar door een afzuigpompje teruggevoerd naar de bak. Er is een tweede afzuigopening in het midden van de werkstuktafel; worden werkstukken met een voorgeboord of -gesinterd gat hierboven ge-

[8] H. Schierholt, dissertatie, Aken 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

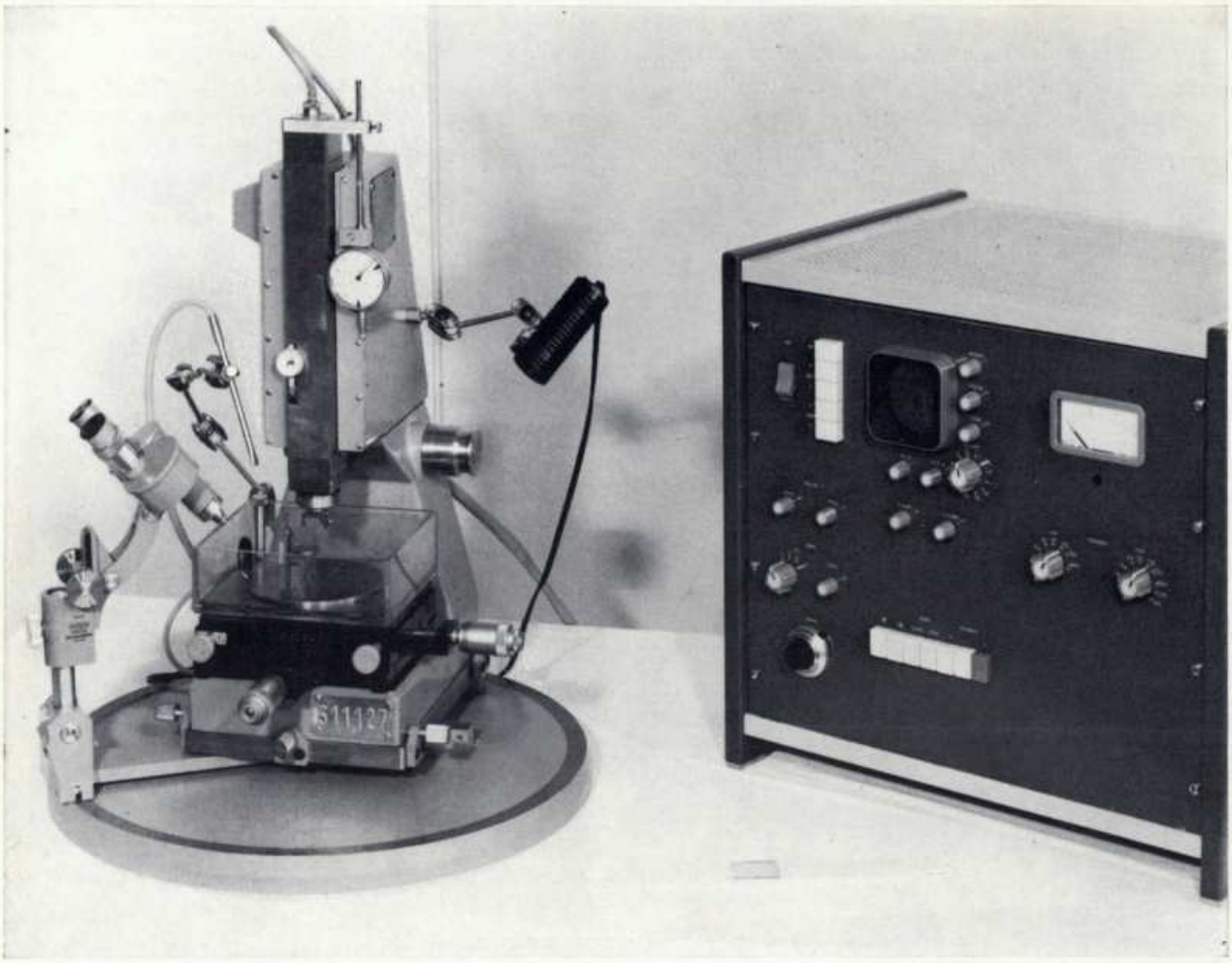


Fig. 7. De microvonkmachine. In de kast rechts bevindt zich een deel van de bedieningsapparatuur.

plaatst, dan bereikt men een betere afvoer van de verontreinigde vloeistof uit de vonkspleet.

Als vonkgenerator is een *RC*-schakeling toegepast, waarbij de condensator over de vonkspleet ontladen wordt. De eisen die men aan deze generator moet stellen, zijn:

a) De open vonkspanning (d.i. de maximale spanning waartoe de condensator geladen kan worden) moet gestabiliseerd zijn.
b) De laadstroom van de condensator moet constant en instelbaar zijn.
c) Bij kortsluiting of boogvorming tussen werkstuk en elektrode moet de laadstroom begrensd worden.

Het blokschema in fig. 6 geeft de toegepaste schakeling weer. Door een gelijkspanningsbron *A* wordt via een stroomstabilisator en -begrenzer *B* en een vertragingselement *E* de regelbare condensator *C* geladen. *D* is een spanningsstabilisator. Het vertragingselement voorkomt dat naast de ontlading van *C* ook andere (parasitaire) capaciteiten zich over de vonkspleet ontladen.

De vonkspanning is instelbaar tussen 30 V en 300 V, de laadstroom van de condensator tussen 6 en 600 mA. Doordat de parasitaire zelfinductie en de capaciteit *C* klein gehouden zijn, is de ontladingsduur slechts 0,03 μs. De minimale ontladingsenergie die men kan instellen door keuze van spanning en capaciteit bedraagt 10^{-8} J, waarmee een oppervlakteruwheid van slechts 0,06 μm (maximale hoogte der oneffenheid) bereikbaar is. De maximaal in te stellen energie is $1{,}5 \times 10^{-3}$ J, waarmee men een oppervlakteruwheid van 3,4 μm (maximale hoogte) verkrijgt. *Fig. 8* toont de laad- en ontlaadkarakteristiek van deze schakeling. De frequentie van de ontladingen, die wordt bepaald door de capaciteit van *C* en de weerstand van de keten (dus ook door de omstandigheden in de vonkspleet), is onder gunstige omstandigheden regelbaar tussen 10^5 Hz en 10^3 Hz.

Tot de verdere uitrusting van de microvonkmachine behoren nog een zeer nauwkeurige kruistafel voor het opspannen en positioneren van het werkstuk en een microscoop of een binoculaire loep voor het waarnemen van de positie. In *fig. 9* ziet men enige voorbeelden van met deze machine gemaakte werkstukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

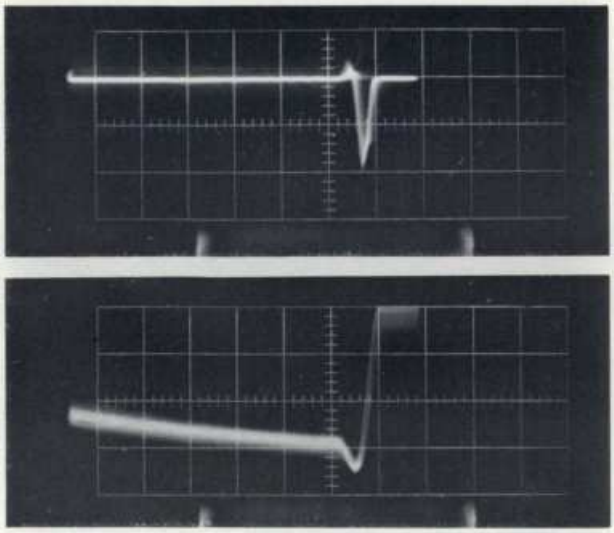


Fig. 8. Oscillogram van een *RC*-vonkcyclus met zeer geringe energie. *a*) Stroomimpuls van de vonkontlading. $C = 70$ pF. Vonk-energie $\frac{1}{2}CV^2 = 0{,}13$ µJ. *b*) Spanning tussen werkstuk en elektrode.

De snelvonkmachine

De snelvonkmachine (*fig. 10*), die uiterlijk niet veel verschilt van de microvonkmachine, is geschikt gemaakt voor gebruik van gedeïoniseerd water als vonkvloeistof, waardoor hoge ontladingsfrequenties en dus grote bewerkingssnelheden bereikbaar zijn. Daar staat tegenover dat de machine minder geschikt is voor de allerfijnste bewerkingen.

Om de voordelen die gedeïoniseerd water biedt volledig te benutten, vindt de vonkopwekking niet plaats met behulp van een *RC*-generator, maar met een impulsgenerator die goed-gedefinieerde rechthoekige stroomimpulsen levert.

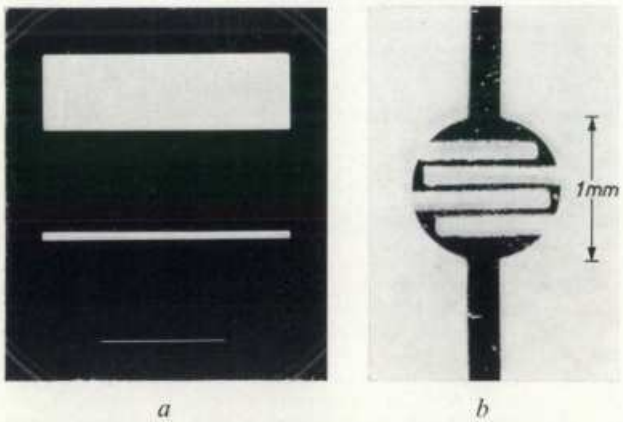


Fig. 9. Voorbeelden van bewerkingen met de microvonkmachine. *a*) Drie spleten van resp. 3, 0,3 en 0,03 mm breedte in nikkelplaat van 0,1 mm dik, waarvoor vonkenergieën werden toegepast van resp. 360, 10 en 0,15 µJ. De bewerkingsduur was telkens ca. ½ uur, de slijtage bedroeg 3-5%. *b*) Weerstandselement, in 5 min gevonkt met een elektrode van wolfraamkoper in een plaat van 0,03 mm dik. Vonkenergie 17 µJ. Slijtage 10%.

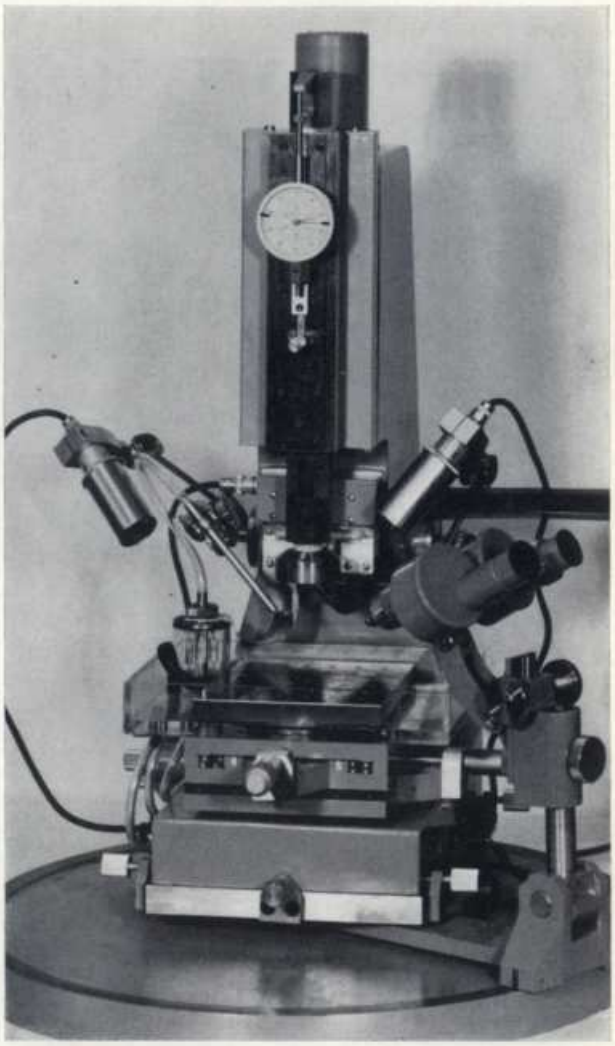


Fig. 10. Snelvonkmachine voor microvonkverspaning.

De snelvonkmachine heeft de volgende instelmogelijkheden:

ontladingsstroom	2-40 A
ontladingsduur	0,2-2,0 µs
herhalingsfrequentie	2-250 kHz
ontladingsenergie	0,006-2 mJ (met extra-ontladingscondensator voor voorbewerkingen op te voeren tot 10 mJ).

De aandrijving en de geleiding van de elektrodehouder zijn bij deze machine ondergebracht in een „vonkeenheid", die star bevestigd is aan een kolom (als *1* in fig. 6). In een bepaalde uitvoering is deze vonkeenheid gemakkelijk verwisselbaar gemaakt, wat van belang is bij gebruik voor seriefabricage. In *fig. 11* ziet men een afbeelding van een dergelijke vonkeenheid. Hierin beweegt de elektrode op en neer langs een schroefas die wordt aangedreven door een stappenmotor. Na het met de hand positioneren van de elektrode boven het werkstuk wordt deze stappenmotor tijdens het vonkverspanen automatisch gestuurd door

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

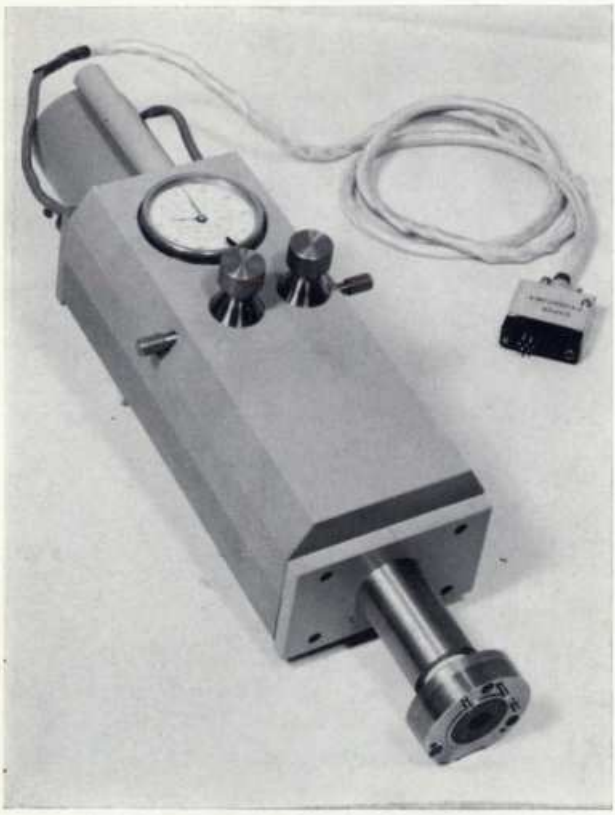


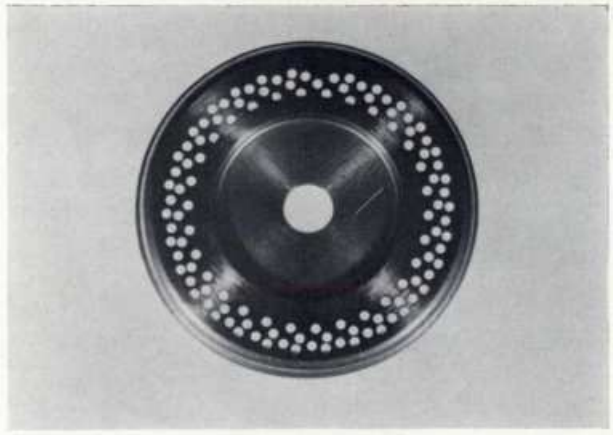
Fig. 11. Vonkeenheid voor de snelvonkmachine. Dit onderdeel is gemakkelijk verwisselbaar, waardoor de machine snel aan verschillende soorten bewerkingen kan worden aangepast.

de doorslagspanning. Per motorstap bedraagt de discontinue elektrodeverplaatsing 1,25 μm; experimenteel werd bepaald dat de vonkspleet daartoe minstens 2 μm moet zijn. Het kleinste gat dat nog gemaakt kan worden (30 μm diameter) wordt bepaald door de minimale vonkenergie (6 μJ); een dunnere elektrode zou bij deze energie worden overbelast, wat zich uit in een abnormaal grote slijtage.

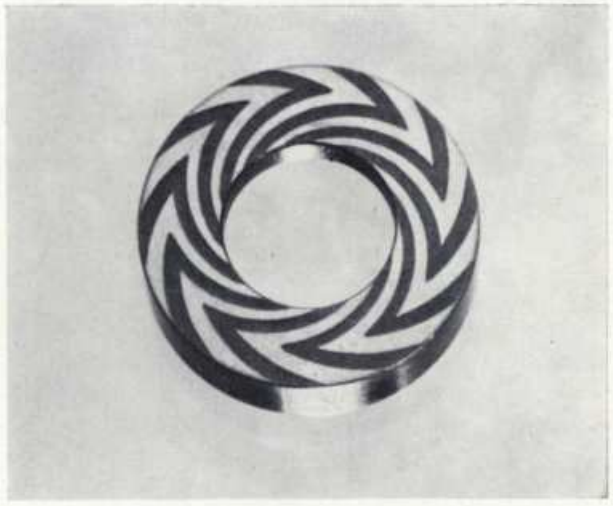
De vonkvloeistof wordt rondgepompt via een mechanisch filter en ionenwisselaars, waarbij veel zorg is besteed aan geforceerde spoeling van de vonkspleet.

Een voorbeeld van een werkstuk gemaakt met deze machine werd reeds gegeven in fig. 2*b*. In *fig. 12* ziet men nog enkele andere voorbeelden.

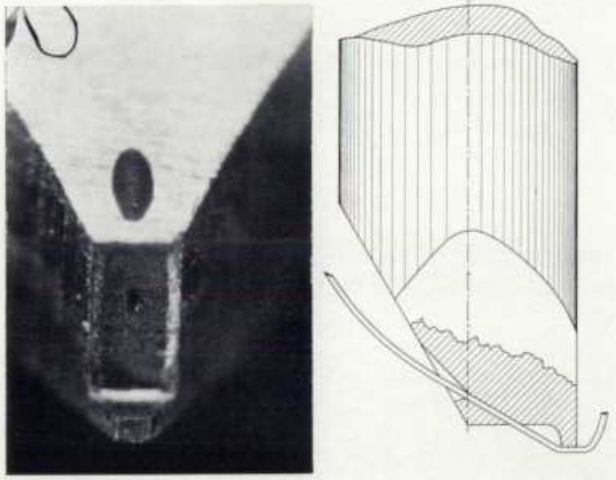
Een variant op de beide beschreven machines werkt halfautomatisch en wordt gebruikt voor serieproduktie van diafragma's voor elektronenoptische systemen. Hiermee kan men b.v. in 6 seconden in een plaat van chroomnikkelstaal met een dikte van 50 μm een gat vonken van 50 μm (met een nauwkeurigheid van 1 μm en een spreiding in de gatdiameter van 2 μm over een serie van 500 gaten). De man aan de machine behoeft slechts met één handbeweging een diafragmaplaat in positie te brengen en daarna een startknop in te drukken. De beweging van de elektrode verloopt dan geheel automatisch.



a



b



c

Fig. 12. Voorbeelden van bewerkingen met de snelvonkmachine. *a*) Scheerkapje met 120 gaten, gelijktijdig gemaakt in 0,08 mm dik chroomstaal. Elektrode: 120 wolfraam-thorium-pennen (0,49 mm diameter) in een houder. De verkregen gaten hebben een diameter van 0,52 mm. Ontladingsenergie 2 mJ. Bewerkingsduur ½ min. Elektrodeslijtage 8%. *b*) Spiraalgroeflager [9], buitendiameter 12 mm, profieldiepte 0,03 mm. De elektrode was een koperplaat met een negatief profiel. Ontladingsenergie 0,25 mJ. Bewerkingsduur 15 s. Elektrodeslijtage 30%. *c*) Stalen „lasbeitel" voor het ultrasoon lassen van draad van 50 μm diameter. Het kanaal voor de draadgeleiding met de insteekconus werd in 3 min gevonkt met een wolfraamelektrode (60 μm diameter). Ontladingsenergie 10 μJ. Elektrodeslijtage 15%.

[9] E. A. Muijderman, Philips techn. T. **25**, 296, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

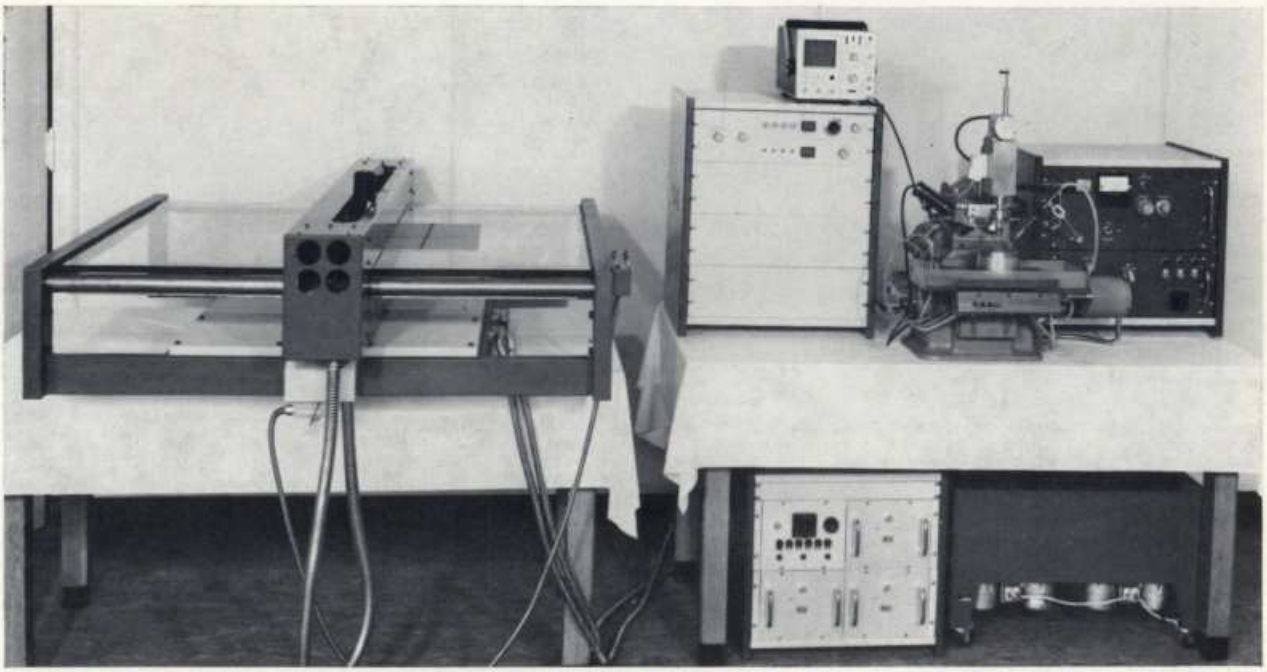


Fig. 13. Contourbewerkingsmachine met automatisch lijnvolgsysteem. De contouren van de b.v. 500× vergrote werktekening op de tafel links worden door het lijnvolgsysteem automatisch overgebracht naar de besturing van de *xy*-slede waarop het werkstuk is geplaatst. De bijbehorende elektronische apparatuur bevindt zich links naast en onder de microvonkmachine. Rechts daarvan de voedingskast.

Een contourbewerkingsmachine

De snelvonkmachine wordt ook toegepast als contourbewerkingsmachine (*fig. 13*), waarbij het werkstuk automatisch in het horizontale vlak verplaatst wordt overeenkomstig een lijn in een tekening; de elektrode is weer in verticale richting beweegbaar. Deze werkwijze biedt grote voordelen wanneer men van een werkstuk van gecompliceerde vorm slechts één of enkele exemplaren moet maken, of wanneer men de meest geschikte afmetingen van een voorlopig ontworpen werkstuk proefondervindelijk nader wil bepalen. In beide gevallen immers is het maken van elektrodes van de juiste vorm te kostbaar en tijdrovend. Het automatisch volgen van de lijn wordt teweeggebracht door een digitale aftastprocedure met behulp van een stelsel van vier vlak bij elkaar boven de tekening geplaatste fotodiodes (zie *fig. 14*), waarop de lijn 10× vergroot wordt geprojecteerd. Voor dit aftasten worden lichtbron, lens en fotodiodes synchroon door stappenmotoren telkens een afstand $\pm \frac{1}{2}d$ (= 2,5 mm) in de *x*- of de *y*-richting verplaatst. De nauwkeurigheid waarmee de tekening wordt af-

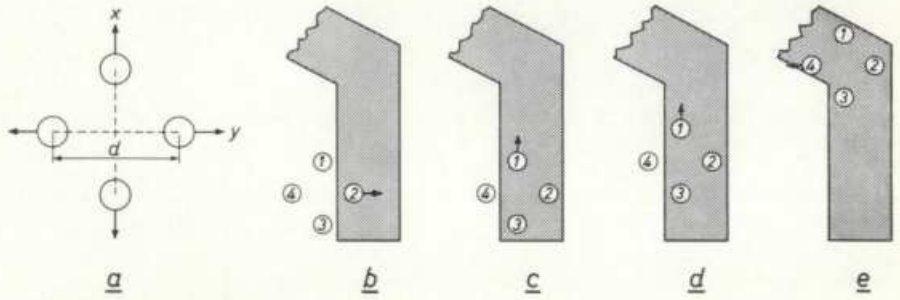


Fig. 14. Lijndetectiesysteem van de contourbewerkingsmachine. De lijn van de afgetaste tekening, die 10× vergroot op het detectiesysteem wordt afgebeeld, is donker weergegeven. *a*) De opstelling van de vier fotodiodes. De afstand *d* is 5 mm. De pijltjes geven de bij elke diode behorende verplaatsingsrichting van het detectiesysteem aan. Bij een aftastcyclus wordt in een bepaalde volgorde de geleidingstoestand van de fotodiodes gemeten. Blijkt hierbij dat een diode geen licht ontvangt, dan slaat een bijbehorende bistabiele wipschakelaar om en wordt het detectiesysteem een stap verplaatst in de corresponderende richting. *b*) Aangenomen beginpositie; diode *1* wordt het eerst afgetast. *1* ontvangt licht, er volgt dus geen verplaatsing. In dat geval wordt (rechtsom gaande) diode *2* afgetast; deze is donker en het detectiesysteem wordt een stap naar rechts verplaatst.
c) De volgende situatie, een nieuwe cyclus begint. Een geheugen zorgt ervoor dat deze telkens begint met de *voorgaande* diode (in casu *1*). Deze is nu wèl donker: stap naar boven.
d) De volgende cyclus begint met *4*: geen stap; dus rechtsom naar *1*: stap naar boven, enz.
e) In deze positie wordt opnieuw *4* het eerst afgetast. Deze diode blijkt nu *geen* licht te ontvangen, het systeem wordt een stap naar links verplaatst en „neemt" aldus de hoek in de lijn.
De tekening wordt op deze wijze rechtsom gevolgd langs de linkerbuitenkant van de lijn. Het kan zich voordoen dat er op een bepaalde plaats op de grens van licht en donker een diode komt die door verschil in gevoeligheid een signaal geeft dat tegengesteld is aan dat van een andere diode die zich daar eerder bevond. Een geheugen zorgt ervoor dat deze signaalvolgorde (waardoor het systeem ten onrechte van teken zou omkeren) onmogelijk is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

getast is dus 2,5/10 = 0,25 mm, wat tevens de minimale toelaatbare lijndikte is. De verplaatsing gebeurt zodanig dat de fotodiodes voortdurend boven de lijn blijven. De stappen van het detectiesysteem worden via twee andere stappenmotoren naar keuze 50 of 500 maal verkleind overgebracht op de kruistafel van de vonkverspaningsmachine. De tekening maakt men daarom op resp. 50 of 500 maal de ware grootte. Bij het maken van de tekening moet men ook nog rekening houden met de dikte van de elektrode. De totale door het lijnvolgsysteem geïntroduceerde onnauwkeurigheid van het werkstuk bedraagt dan $\pm$ 5 µm resp. 0,5 µm. De herhalingsfrequentie van de aftastcyclussen kan met de hand worden ingesteld of worden gestuurd door de doorslagspanning bij het vonkverspaningsproces.

Fig. 15 toont een stalen stemvork van 20 mm lang en 2 mm dik die volgens deze methode is gemaakt. De elektrode was een wolfraamstaaf van 0,5 mm diameter. Men kan met de beschreven contourbewerkingsmachine een aantal produkten (b.v. 10) tegelijkertijd maken doordat de vonkgenerator van verscheidene uitgangen is voorzien. De regeling van de verticale elektrode-aanzet is aangepast aan deze bijzondere toepassing.

Fig. 15. Stalen stemvork van 20 mm lang en 2 mm dik, gemaakt met de contourbewerkingsmachine. De elektrode was een wolfraamstaaf van 0,5 mm diameter. Bewerkingsduur 4 à 5 uur voor 10 stuks gelijktijdig.

Vonkverspaning met piëzo-elektrische vonkspleetregeling

In ons laboratorium werd nog een speciale methode voor vonkspleetregeling ontwikkeld die resulteerde in een „miniatuur"-apparaat, dat met name zeer geschikt is voor bepaalde oppervlaktebewerkingen. Als voorbeelden noemen we de profilering van werkstukoppervlakken (b.v. perforatie van dunne lagen volgens een bepaald patroon) en het trekken van zeer fijne groefjes in dunne geleidende lagen op een isolator. (Bij de eerder beschreven methode loopt men in dit geval de kans dat de elektrode na het doorvonken van de geleidende laag wordt krom gedrukt op de isolator.)

Het apparaat voor de bedoelde vonkspleetregeling bestaat eenvoudig uit een strip piëzo-elektrisch materiaal dat aan weerszijden is bekleed met een metaalfoelie. Dit element is aan één zijde ingeklemd (zie *fig. 16*) en het vrije uiteinde draagt een zeer lichte elektrodehouder, die in elektrisch contact staat met het onderste bekleedsel. Het als buigtriller gebruikte element kan met behulp van een kruistafel boven het werkstuk worden gepositioneerd (*fig. 17a*).

Het werkstuk is via een zelfinductie L en een weerstand R met het andere bekleedsel van de buigtriller verbonden. De buigtriller, waarvan wij de capaciteit door C_1 weergeven, is aangesloten op een stroombron A.

Voor de bewerking wordt de punt van de elektrode (een dunne metaaldraad) 0,1-0,2 mm boven het werkstukoppervlak ingesteld. De stroombron levert een constante laadstroom, waardoor de spanning over de buigtriller (condensator C_1) lineair toeneemt. De elektrode *2* beweegt door de werking van het element naar het werkstuk toe totdat er een doorslag optreedt. Door een juiste keuze van L en R is ervoor gezorgd dat de ontlading wordt gedoofd doordat alleen de spanning van de instelbare condensator C_2 ($\ll C_1$) tot een lage waarde daalt. Door de korte relaxatietijd van de $LRC_{1,2}$-kring bereikt C_2 snel opnieuw de doorslagspanning, waarna een nieuwe ontlading volgt, enz. Na een serie doorslagen echter is de spanning over de buigtriller zover gedaald (en als gevolg daarvan de afstand tussen elektrode en werkstuk weer zo groot geworden) dat er geen ontlading meer mogelijk is. C_1 wordt dan weer geladen totdat de volgende reeks ontladingen begint. (Voor minder fijne bewerkingen kunnen L, R en C_2 vervallen; de ontladingsenergie wordt dan geheel bepaald door de capaciteit C_1 van de buigtriller.)

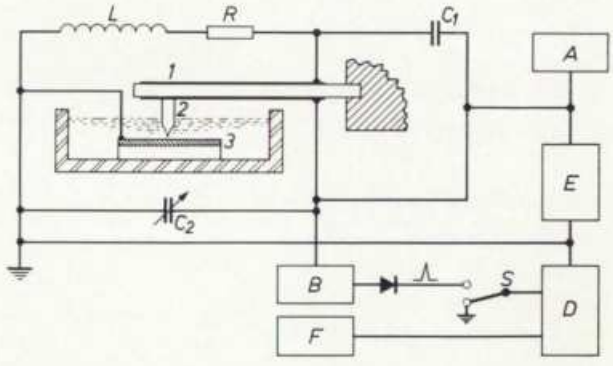


Fig. 16. Piëzo-elektrische vonkspleetregeling. *1* piëzo-elektrische buigtriller met elektrodehouder *2* boven het werkstuk *3*. De condensator C_1 stelt de capaciteit van de buigtriller voor. L zelfinductie, R weerstand. Door de stroombron A wordt C_1 geladen. C_2 kleine instelbare condensator. B is een differentiërend netwerk, dat ervoor zorgt dat (indien de schakelaar S in de bovenste stand staat) door de spanningsval na een ontlading de bistabiele wipschakeling D omslaat. Daardoor wordt de blokkeerschakeling E geleidend, zodat de ontladingsketen kortgesloten is en er geen tweede ontlading kan optreden. Op een tweede ingang van D is een terugstelschakeling F aangesloten; na indrukken van een daarin opgenomen schakelaar vindt er een volgende enkelvoudige ontlading plaats.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

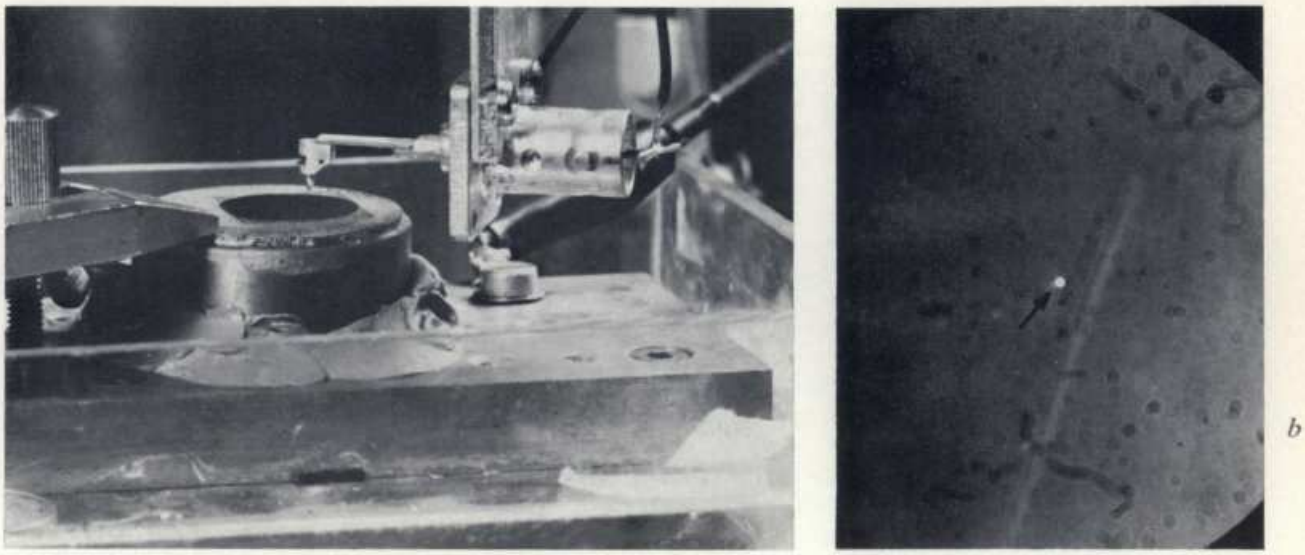


Fig. 17. *a*) Piëzo-elektrische buigtriller als elektrodehouder. *b*) Gat van 3 μm in een dunne metaallaag, gemaakt met één enkele ontlading.

Verplaatst men tijdens het beschreven vonkproces het werkstuk in het horizontale vlak, dan ontstaan er zeer fijne en nauwkeurige lijnen in het oppervlak. Daarbij reageert het systeem snel op oneffenheden in het werkstukoppervlak, zodat deze de lengte van de vonkspleet niet beïnvloeden.

Er is een speciale voorziening getroffen voor het maken van zeer kleine gaten in opgedampte lagen of dunne foelies van 0,3-5 μm door middel van één enkele ontlading. Daartoe gebruikt men volgens het schema van fig. 16 de afgeleide van de spanningsval na de eerste ontlading om via een logicaschakeling de volgende ontladingen te blokkeren. De aldus verkregen gaten (zie fig. 17*b*) zijn steeds van goede kwaliteit, de grootte is afhankelijk van de ontladingsenergie.

Men mag verwachten dat er voor het microvonkverspanen volgens de in dit artikel beschreven methodes een snel groeiend toepassingsgebied zal blijken te bestaan, dank zij de grote nauwkeurigheid en snelheid waarmee zeer fijne bewerkingen kunnen worden uitgevoerd, en dank zij de soepelheid waarmee de machines aan bepaalde bewerkingsproblemen kunnen worden aangepast.

Aanhangsel: Een thermisch model

Voor het normale vonkverspanen is door verschillende onderzoekers aan de hand van een thermisch model het verloop van de temperatuur als functie van de diepte in het metaal berekend [10] [11]. Bij een theoretisch onderzoek naar dit proces in Philips' Machinefabrieken berekende Leemreis behalve deze temperatuurverdeling ook de optimale duur van de vonkontlading en het rendement, alle als functie van het in de beschouwde elektrode gedissipeerde deel van de ontladingsenergie.

[10] A. S. Zingerman, Soviet Phys. Solid State **1**, 255, 1959.
[11] J. H. Leemreis, niet gepubliceerd.

Ter verkrijging van theoretisch inzicht in het *micro*vonkverspaningsproces, en met name voor de toetsing van dit proces aan het bovengenoemde thermische model, waren in de eerste plaats experimentele gegevens nodig. Deze werden verkregen met de volgende proefopstelling.

Werkstuk en elektrode waren beide stalen stiftjes van 0,3 mm diameter, de vonkafstand werd op 1-2 μm gehandhaafd en als vonkvloeistof werd gedeïoniseerd water gebruikt. De vonkgenerator was een impulsvormer voor rechthoekige stroomimpulsen van 1 A, de impulsduur was regelbaar tussen 20 en 100 ns, de herhalingsfrequentie was regelbaar tot 50 kHz. In *fig. 18* is het verloop van de spanning en de stroom gedurende een impuls weergegeven. Een ontlading startte 10 ns na het be-

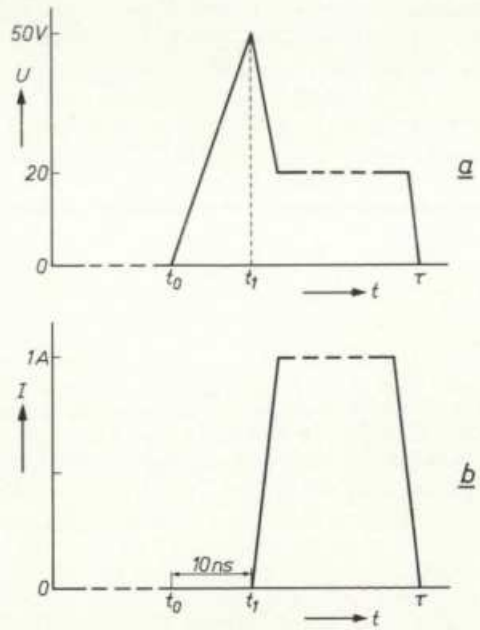


Fig. 18. Schematisch verloop van de ontladingen, toegepast in een proefopstelling voor het onderzoek betreffende vonkverspaning. *a*) De spanning U als functie van de tijd. *b*) De stroom I als functie van de tijd. De ontlading begint ca. 10 ns na het begin van de impuls, de duur van de ontlading is regelbaar tussen 20 en 100 ns.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gin van de impuls, waarna binnen 10 ns de spanning daalde van de doorslagspanning (50 V) tot een gedurende de rest van de ontlading constante waarde van 20 V. Het vermogen was gedurende de ontlading constant en bedroeg 20 W.

Het was nu van belang te weten welk deel van het vermogen in resp. het werkstuk en de elektrode wordt gedissipeerd, en op welke wijze de omzetting van elektrische energie in warmte plaatsvindt als functie van plaats en tijd. Aangezien in de beschreven opstelling de slijtageverhouding S (= slijtage elektrode/slijtage werkstuk) een goede maat is voor de vermogensverdeling over „werkstuk" en „elektrode" (vorm en materiaal van beide elektrodes, die ook van invloed zouden kunnen zijn op deze verdeling, waren immers gelijk), werd in de eerste plaats S gemeten als functie van de impulsduur (*fig. 19a*). De slijtageverhouding blijkt in het beschouwde gebied met de ontladingsduur toe te nemen.

Met behulp van S berekent men als volgt het in het werkstuk gedissipeerde deel van het vermogen:

$$P_w = (1 - S)P, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

waarin P het (constante) vermogen van de ontlading is (20 W).

Voor een berekening van het effect van een ontlading moet men ook de vermogensdichtheid kennen. Het vermogen is weliswaar gedurende de ontlading constant, maar de doorsnede van het ontladingskanaal neemt met de tijd toe. Nu mag men aannemen dat deze doorsnede aan beide elektrode-oppervlakken even groot is, nl. gelijk aan de doorsnede van de gevormde kraters. Wij hebben daarom de kraterdiameter als functie van de energie van de impuls gemeten door reeksen impulsen van verschillende duur toe te passen. Uit de verkregen kromme (fig. 19*b*) kan men nu ook de doorsnede van het ontladingskanaal op elk moment tijdens de ontlading afleiden, zodat (met toepassing van verg. 1) het verloop van het per oppervlakte-eenheid in het werkstuk gedissipeerde vermogen gedurende de ontlading berekend kan worden (fig. 19*c*).

De aan het oppervlak ontwikkelde warmte dringt in het werkstuk door en brengt het metaal tot een zekere diepte tot smelten of verdampen. Het is nu van belang dat uit de experimenten is gebleken dat van de zeer kleine kraters, die door de ontladingen ontstaan, de diameter aanzienlijk groter is dan de diepte ($d/h \geqq 10$). Dat wil zeggen dat het model dat men voor dit warmtegeleidingsprobleem moet hanteren *niet* dat van een puntvormige warmtebron is, maar veeleer dat van een vlakke, oneindig uitgestrekte warmtebron, waarbij slechts warmte wordt getransporteerd in de richting loodrecht op het metaaloppervlak [10] [11].

Het is mogelijk om aan de hand van dit model met behulp van de kromme uit fig. 19*c* het verloop van de temperatuur als functie van plaats en tijd te berekenen [12]. Dit vereist echter zeer veel rekenwerk, en aangezien wij in eerste instantie slechts willen weten of onder de gekozen omstandigheden van het vonkproces het oppervlak van het werkstuk bij een ontlading al of niet tot het smeltpunt wordt verhit, kunnen wij de volgende vereenvoudiging toepassen. Na 30 ns (een gebruikelijke impulsduur) bedraagt het vermogen 1,4 W/μm^2. Nemen wij nu aan dat gedurende de gehele ontladingsduur tussen 10 en 30 ns de warmtestroom aan het oppervlak ($x = 0$) gelijk geweest is aan deze waarde (F_0), dan zou de temperatuur als functie van de tijd stijgen volgens:

$$T(t)_{x=0} = \frac{2F_0}{\lambda}\sqrt{\frac{at}{\pi}}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waarin λ de warmtegeleidingscoëfficiënt van het metaal is, en $a = \lambda/\sigma c$ de zg. temperatuurvereffeningscoëfficiënt (σ is de soortelijke massa, c is de soortelijke warmte). Voor een ontladingstijd $t = 20$ ns vindt men $T \approx 17\,000$ °C. Dit blijkt zelfs aanzienlijk hoger te zijn dan het kookpunt T_v (3000 °C), zodat wij genoodzaakt zijn de soortelijke warmte c te corrigeren voor de smeltwarmte m en verdampingswarmte v om vervolgens een nieuwe berekening uit te voeren. Deze gecorrigeerde soortelijke warmte bedraagt globaal:

$$c' = c + \frac{m + v}{T_v} (= 2510 \text{ J/kg °C}). \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

De herberekening van de temperatuur voor $x = 0$ na een impuls van 30 ns geeft: $T = 7200$ °C, een temperatuur die eveneens duidelijk boven het kookpunt ligt.

Als volgende stap berekenen wij nu tot op welke diepte x het metaal verdampt. Voor een constante warmtestroom F_0 geldt [13]:

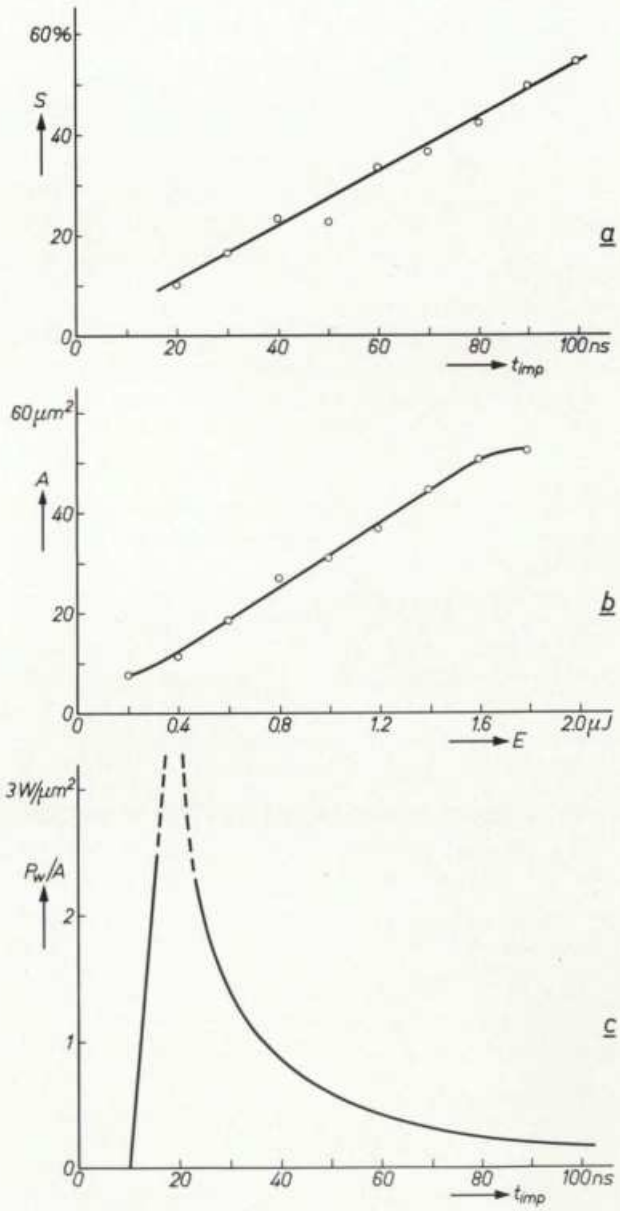


Fig. 19. *a*) Slijtageverhouding S als functie van de impulsduur t_{imp} van twee stalen elektrodes bij toepassing van de in fig. 18 geschetste ontladingsvorm. De vonkvloeistof was gedeïoniseerd water. De elektrode waarvan het meeste materiaal werd verwijderd (het „werkstuk") was hier de als anode geschakelde elektrode. *b*) Doorsnede van het ontladingskanaal A als functie van de energie E per ontlading. *c*) Het per oppervlakte-eenheid in de anode gedissipeerde vermogen als functie van de impulsduur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$T(t,x) = \frac{2F_0\sqrt{a't}}{\lambda}\left[\frac{1}{\sqrt{\pi}}\exp\left(-\frac{x^2}{4a't}\right) - \frac{x}{\sqrt{4\pi a't}}\int_{x/\sqrt{4a't}}^{\infty} e^{-\xi^2}\,d\xi\right], \quad (4)$$

waarin a' de gecorrigeerde warmtevereffeningscoëfficiënt $\lambda/\sigma c'$ is. Stelt men $T(t,x) = T_v = 3000$ °C (het kookpunt) en $t = 20$ ns (de ontladingsduur), dan volgt hieruit $x = 0{,}17$ µm.

Uiteraard zal er zich onder de verdampingszone een gesmolten zone bevinden. Om te berekenen tot op welke diepte het materiaal gesmolten is, kunnen wij op grond van bekende thermodynamische gegevens het aan de verdamping bestede deel van de warmtestroom globaal op 70% stellen, zodat voor het smelten (en het verwarmen tot aan het smeltpunt) 30% resteert. Daarom voeren wij een warmtestroom $F_0' = 0{,}3\,F_0$ in. Verder moet opnieuw de soortelijke warmte globaal worden gecorrigeerd, nu slechts voor de smeltwarmte: $c'' = c + m/T = 653$ J/kg °C, zodat $a'' = \lambda/\sigma c'' = 8{,}8\times10^{-6}$ m²/s. Vervangen wij in verg. (4) a' door a'', en vullen wij voor T het smeltpunt in (1500 °C), dan vinden wij dat als gevolg van de ontlading het metaal tot een diepte $x = 0{,}39$ µm gesmolten is (waarvan, zoals wij reeds zagen, 0,17 µm daarna nog verdampt is).

Als model hebben wij een oneindig uitgebreide warmtebron aangenomen; in werkelijkheid heeft het ontladingskanaal natuurlijk een beperkte diameter. Voor onze berekeningen zijn wij uitgegaan van een impulsduur van 30 ns (zie boven), en wij hebben aangenomen dat gedurende de ontladingstijd van 20 ns het vermogen steeds 1,4 W/µm² was (zie fig. 19*c*). In die tijd is er een energie van 20 W × 20 ns = 0,4 µJ getransporteerd, en uit fig. 19*b* blijkt dat de doorsnede van het ontladingskanaal dan 12 µm² bedraagt, dat wil zeggen de diameter $d = 3{,}8$ µm. Aannemende dat de krater bolvormig is, is de situatie dus zoals in *fig. 20* is geschetst.

Het is uit de literatuur [14] over de normale vonkverspaning bekend dat er gedurende de ontlading niet slechts verdampt materiaal van het werkstukoppervlak wordt verwijderd, maar ook deeltjes van gesmolten materiaal. Omtrent de aard van de krachten die zorgen voor de verwijdering van de vloeistofdeeltjes zijn er verschillende opvattingen: 1) elektrodynamische krachten, die tot een zekere diepte in het materiaal werkzaam zijn tijdens de ontlading; 2) mechanische krachten, die vooral na het beëindigen van de stroomdoorgang ten gevolge van de plotselinge daling van de druk in het ontladingskanaal optreden (te vergelijken met de cavitatiekrachten die optreden bij ultrasone trillingen in een vloeistof, waardoor vloeistofbelletjes imploderen).

Het volume van het verwijderde metaal kan men berekenen met behulp van de formule $V = \frac{1}{6}\pi h(h^2 + 3r^2)$, waarin h de diepte van de krater en r de straal van de kratercirkel is. Indien slechts het verdampte metaal verwijderd zou worden, dan vindt men hiermee dat het rendement van de bewerking $9{,}65\times10^{-10}/0{,}4\times10^{-6} = 2{,}4\times10^{-3}$ mm³/J zou bedragen. Wordt ook het gesmolten metaal verwijderd, dan is het totale rendement $22{,}4\times10^{-10}/0{,}4\times10^{-6} = 5{,}6\times10^{-3}$ mm³/J.

[12] H. S. Carslaw en J. C. Jaeger, Conduction of heat in solids, Clarendon Press, Oxford 1959, blz. 75-76.

[13] De functie tussen rechte haken (de functie ierfc, die in de foutentheorie een rol speelt) is voor het argument $x/\sqrt{4a't} = u$ getabelleerd in [12].

[14] Electrospark machining of metals, red. B. A. Krasyuk, uitg. Consultants Bureau, New York 1965, deel 3 (vertaald uit het Russisch).

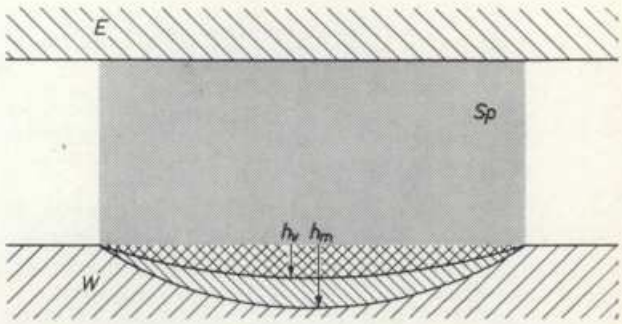


Fig. 20. Het berekende effect van de verhitting van het materiaal als gevolg van een ontlading. *E* is de elektrode, *W* het werkstuk. *Sp* ontladingskanaal. h_v is de diepte waartoe het materiaal verdampt, h_m de diepte waartoe het materiaal smelt.

Toetsing van deze berekeningen aan de in werkelijkheid bereikte resultaten kan b.v. geschieden aan de hand van een diafragmagat van 50 µm diameter, dat in 6 seconden in een stalen plaat van 50 µm dik werd gevonkt. De herhalingsfrequentie bedroeg 15 kHz, doch slechts 80% van de impulsen leidde tot een ontlading, zodat er in totaal 72 000 ontladingen met een energie van 0,4 µJ nodig waren. De slijtageverhouding was 8%, zodat er per ontlading een energie van 0,37 µJ in het werkstuk werd gedissipeerd. Het rendement bedroeg hier dus

$$\pi\times0{,}025^2\times0{,}050/0{,}37\times10^{-6}\times72\,000 = 3{,}7\times10^{-3}\ \text{mm}^3/\text{J}.$$

Hieruit blijkt dat er een goede overeenstemming is tussen de berekening en het experimentele resultaat. Er is derhalve alle reden om aan te nemen dat de microvonkverspaning inderdaad een thermisch proces is dat bij benadering beantwoordt aan het beschouwde model (en niet b.v. berust op mechanische explosiekrachten). Ondanks het globale karakter van het model mag men aannemen dat, behalve het verdampte metaal, ook een deel van het gesmolten metaal wordt verwijderd.

Samenvatting. Het vonkverspaningsproces wordt bepaald door het samenspel van een groot aantal elektrische grootheden en materiaaleigenschappen. Op basis van in dit artikel beschreven onderzoekingen is het mogelijk gebleken het vonkverspaningsproces bruikbaar te maken voor precisiewerk, waarbij een relatief grote bewerkingssnelheid kan worden bereikt. Daartoe worden zeer korte ontladingen met geringe energie en een hoge herhalingsfrequentie toegepast. Het gebruik van gedeïoniseerd water als vonkvloeistof blijkt vaak grote voordelen te bieden. Er worden enige microvonkverspaningsmachines beschreven waarin de gevonden principes zijn gerealiseerd: een microvonkmachine waarmee maattoleranties tot 0,5 µm kunnen worden bereikt, en een snelvonkmachine, waarmee toleranties tot b.v. 1,5 µm en bewerkingssnelheden tot ca. 5 mm³/min mogelijk zijn. Verder worden beschreven een speciale uitvoering voor het halfautomatisch vonken van gaten in diafragmaplaten voor elektronenoptische systemen, een contourbewerkingsmachine met een fotoelektrisch lijnvolgsysteem, en een machine met piëzo-elektrische vonkspleetregeling voor het maken van nauwkeurige spleten en zeer kleine gaten b.v. in dunne metaallagen. In een Aanhangsel van het artikel wordt de energiedissipatie berekend aan de hand van een warmtestroommodel, en er blijkt goede overeenstemming te bestaan met in de praktijk gevonden resultaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	*E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	*M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val-de-Marne), Frankrijk	*L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	*A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	*H*
MBLE Laboratoire de Recherches, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	*B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

D. Andrew: The development of sputter-ion pumps.
Proc. 4th Int. Vacuum Congress, Manchester 1968, p. 325-331. *M*

D. Andrew, D. R. Sethna & G. F. Weston: Inert-gas pumping in a magnetron pump.
Proc. 4th Int. Vacuum Congress, Manchester 1968, p. 337-340. *M*

G. Arlt & P. Quadflieg: Electronic displacement in tellurium by mechanical strain.
Phys. Stat. sol. **32**, 687-689, 1969 (No. 2). *A*

R. Astor: Emetteur pour équipement mobile de reportage de télévision.
Acta electronica **11**, 437-450, 1968 (No. 4). *L*

K. H. Beckmann & R. Memming: Photoexcitation and luminescence in redox processes on gallium phosphide electrodes.
J. Electrochem. Soc. **116**, 368-373, 1969 (No. 3). *H*

H. J. van den Berg: Interaction of bimolecular phospholipid leaflets with polyelectrolytes.
Adv. in Chem. Series No. 84, 99-103, 1968. *E*

G. Blasse: Crystallographic and fluorescence data of calcium yttrium borate ($CaYBO_4$).
J. inorg. nucl. Chem. **31**, 1519-1521, 1969 (No. 5). *E*

G. Blasse & A. Bril: Energy transfer between Eu^{2+} ions in nonequivalent sites in strontium-silicate-phosphate.
Physics Letters **28A**, 572-573, 1969 (No. 8). *E*

G. Blasse & A. Bril: Luminescence of europium-activated strontium yttrium oxide (SrY_2O_4-Eu).
J. inorg. nucl. Chem. **31**, 1521-1523, 1969 (No. 5). *E*

G. Blasse, A. Bril & J. de Vries: Luminescence of alkaline-earth borate-phosphates activated with divalent europium.
J. inorg. nucl. Chem. **31**, 568-570, 1969 (No. 2). *E*

R. Bleekrode: Intensity alternations in the second positive bands ($C^3\Pi_u$-$B^3\Pi_g$) of $^{14}N_2$ and $^{15}N_2$.
Physica **41**, 24-26, 1969 (No. 1). *E*

H. Bosma, Th. Holtwijk & A. R. Miedema (Natuurkundig Laboratorium der Universiteit van Amsterdam): Ontwikkelingen en problemen in het toegepaste magnetisme.
Ned. T. Natuurk. **35**, 52-66, 1969 (No. 2). *E*

P. C. Brandon: Artifacts in intracellular enzyme distribution caused by alkaline homogenates.
Plant Physiol. **44**, 461-462, 1969 (No. 3). *E*

R. Brun: Caméra pour équipement portable de télévision.
Acta electronica **11**, 361-368, 1968 (No. 4). *L*

R. Brun: Générateur de signaux de synchronisation pour la caméra de prise de vues.
Acta electronica **11**, 369-397, 1968 (No. 4). *L*

R. Brun: Dispositifs d'intersynchronisation pour caméra portable de télévision.
Acta electronica **11**, 399-429, 1968 (No. 4). *L*

E. Bruninx & J. Crombeen: Thick target neutron yields and neutron spectra produced by 20 MeV helium-3 ions, 14 MeV protons and 7.5 MeV deuterons on a beryllium target.
Int. J. appl. Rad. Isot. **20**, 255-264, 1969 (No. 4). *E*

K. H. J. Buschow: The magnetic properties of the compound Dy_3Al_2.
Physics Letters **29A**, 12-13, 1969 (No. 1). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

K. H. J. Buschow & A. S. van der Goot: The intermetallic compounds in the gadolinium-cobalt system.
J. less-common Met. **17**, 249-255, 1969 (No. 3). *E*

K. H. J. Buschow, H. W. de Wijn (Natuurkundig Laboratorium der Universiteit van Amsterdam) **& A. M. van Diepen** (N. L. Univ. Amst.): Magnetic susceptibilities of rare-earth-indium compounds: RIn_3.
J. chem. Phys. **50**, 137-141, 1969 (No. 1). *E*

H. B. G. Casimir: In memoriam Prof. Dr. G. Holst.
Ned. T. Natuurk. **35**, 42-51, 1969 (No. 2). *E*

J. Cayzac: Equipement portatif de prise de vues de télévision.
Acta electronica **11**, 351-360, 1968 (No. 4). *L*

M. G. Collet: Depositing silicon nitride layers at low temperature using a photochemical reaction.
J. Electrochem. Soc. **116**, 110-111, 1969 (No. 1). *E*

B. J. Curtis: The preparation of shear-mode-evaporated cadmium sulfide ultrasonic transducers by silver diffusion.
J. appl. Phys. **40**, 433-434, 1969 (No. 1). *M*

G. Diemer & A. de Kool (Natuur en Techniek): Universiteit en industrie. De betekenis van de fysicus in een onderneming.
Natuur en Techniek **37**, 58-65, 1969 (No. 2). *E*

J. A. W. van der Does de Bye: Quantum efficiency measurements using a 2π-geometry elliptic mirror.
Rev. sci. Instr. **40**, 320-321, 1969 (No. 2). *E*

Y. Duflos: Dispositif d'antenne d'émission à pointage automatique.
Acta electronica **11**, 457-477, 1968 (No. 4). *L*

R. Genève: La mobilité dans le reportage de télévision.
Acta electronica **11**, 337-349, 1968 (No. 4). *L*

G. J. van Gurp: Flux motion and noise in superconductors.
Thesis, Eindhoven 1969. *E*

J. Hasker: Initial-velocity effects in cathode-ray tubes.
Thesis, Eindhoven 1969. *E*

B. B. van Iperen, W. Kuypers & H. Tjassens: A klystron frequency multiplier for submillimetre waves, generating its own driving power.
Nachrichtentechn. Fachber. **35**, 165-171, 1968. *E*

J. Jackson: Transient heat transfer and stability of superconducting composites.
Cryogenics **9**, 103-105, 1969 (No. 2). *M*

R. E. Jesse: The Soret effect and the solidification of binary single- and two-phase systems.
J. Crystal Growth **5**, 132-134, 1969 (No. 2). *E*

Y. Kamp: An equivalence between circuits with nonlinear inductances and nonlinear capacitances.
Archiv elektr. Übertr. **22**, 519-524, 1968 (No. 11). *B*

Y. Kamp: Synthesis of a multivariable 2-port using parallel and series stubs.
Electronics Letters **4**, 474-475, 1968 (No. 22). *B*

Y. Kamp & J. Neirynck: Maximally flat approximation for noncommensurate cascaded transmission lines.
Electronics Letters **4**, 477-478, 1968 (No. 22). *B*

J. W. L. Köhler: The Stirling refrigeration cycle in cryogenic technology.
Advancement of Science, March 1969, 261-268. *E*

P. N. Kuin: The determination of nitrogen and boron in silicon carbide proton activation analysis.
Proc. 2nd Conf. on practical aspects of activation analysis with charged particles, Liège 1967, p. 31-42. *E*

J. Liebertz: Einkristallzüchtung von Wismutgermanat ($Bi_4(GeO_4)_3$).
J. Crystal Growth **5**, 150, 1969 (No. 2). *A*

H. O. Lincke (Nervenklinik der Universität München) **& W. J. Oosterkamp:** Angiographie und elektronische Farbgebung des Röntgenbildes.
Angiographie und ihre Leistungen, Tagung Berlin 1968, p. 76-78. *E*

F. K. Lotgering, R. P. van Stapele, G. H. A. M. van der Steen & J. S. van Wieringen: Magnetic properties, conductivity and ionic ordering in $Fe_{1-x}Cu_xCr_2S_4$.
J. Phys. Chem. Solids **30**, 799-804, 1969 (No. 4). *E*

A. K. Niessen & C. H. Weijsenfeld: Anisotropic pinning and guided motion of vortices in type-II superconductors.
J. appl. Phys. **40**, 384-393, 1969 (No. 1). *E*

A. van Oostrom: Field electron emission from alloys.
Proc. 4th Int. Vacuum Congress, Manchester 1968, p. 275-279. *E*

C. van Opdorp: Capacitance-voltage relations of Schottky and *p-n* diodes in the presence of both shallow and deep impurities.
Phys. Stat. sol. **32**, 81-89, 1969 (No. 1). *E*

K. F. Poole (Philips International Institute, Eindhoven) **& A. Venema:** An investigation of whisker formation and growth associated with electrical breakdown in vacuum.
Proc. 4th Int. Vacuum Congress, Manchester 1968, p. 271-274. *E*

D. Pruis: Using computers for 'drawing (including perspective drawing) and manufacturing special products.
Automation in the drawing office, Proc. Spring Conf. London 1969, 7 pp. *E*

A. Rabenau, H. Rau & G. Rosenstein: Chalkogenidhalogenide des Kupfers.
Naturwiss. **56**, 137-138, 1969 (No. 3). *A*

H.-D. Rüpke: Magnetisch abstimmbare Mikrowellenfilter mit hoher Güte.
Z. angew. Physik **26**, 32-35, 1969 (No. 1). *H*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

U. Schmidt & W. Thust: A 10-stage digital light beam deflector.
Opto-electronics **1**, 21-23, 1969 (No. 1). *H*

C. G. H. Scholten (Philips International Institute, Eindhoven): Elements for a new departure in air traffic control.
Thesis, Eindhoven 1969.

L. A. Æ. Sluyterman & B. G. Wolthers (Laboratorium voor Structuurchemie, Groningen): A tentative mechanism of papain action.
Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 72**, 14-16, 1969 (No. 1). *E*

P. J. Strijkert & J. S. Sussenbach: Arginine metabolism in Chlamydomonas reinhardi. Evidence for a specific regulatory mechanism of the biosynthesis.
European J. Biochem. **8**, 408-412, 1969 (No. 3). *E*

J. S. Sussenbach & P. J. Strijkert: Arginine metabolism in Chlamydomonas reinhardi. On the regulation of the arginine biosynthesis.
European J. Biochem. **8**, 403-407, 1969 (No. 3). *E*

A. Venema: Recent trends in vacuum studies for electron tubes.
Proc. 4th Int. Vacuum Congress, Manchester 1968, p. 267-270. *E*

E. J. W. Verwey: Intermolecular forces in biochemistry.
Study Week on Molecular Forces, 1966 (Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia Vol. 31), p. 615-635; 1967. *E*

K. Weiss: Fehlordnung der Kationen in β-Ag_2S.
Z. Naturf. **24a**, 184, 1969 (No. 1). *E*

F. F. Westendorp & K. H. J. Buschow: Permanent magnets with energy products of 20 million gauss oersteds.
Solid State Comm. **7**, 639-640, 1969 (No. 8). *E*

F. W. Willmott: Pyrolysis-gas chromatography of polyolefins.
J. chromatogr. Sci. **7**, 101-108, 1969 (No. 2). *M*

E. E. Windsor: Construction and performance of practical field emitters from lanthanum hexaboride.
Proc. IEE **116**, 348-350, 1969 (No. 3). *M*

A. L. Zijlstra & A. J. Burggraaf (Philips Glass Division, Eindhoven): Fracture phenomena and strength properties of chemically and physically strengthened glass, II. Strength and fracture behaviour of chemically strengthened glass in connection with the stress profile.
J. non-cryst. Solids **1**, 163-185, 1969 (No. 2).

Inhoud van Philips Telecommunication Review **28**, No. 2, 1969:

Th. J. Nieland: 300 kW shortwave transmitter type FB 010 (p. 49-58).
A. Boesveld, J. C. de Granje, J. Vernooy & H. van der Ploeg: Automatic transmission measuring equipment for international telephone lines (A.T.M.) (p. 59-87).
A. Tarassoff & C. Ribeyre: Attenuation peaks on open-wire lines and the advantages of using phantom circuits (p. 89-119).

Inhoud van Electronic Applications **29**, No. 1, 1969:

C. J. Boers: Recent developments in circuits and transistors for television receivers, IX. E.h.t. generation from the line flyback pulse (p. 1-15).
B. J. M. Overgoor: An operational amplifier with differential FET input (p. 16-28).
W. Ebbinge & D. C. de Ruiter: Improved speed control for a permanent magnet motor (p. 29-34).

Inhoud van Mullard Technical Communications **10**, No. 97, 1969:

A. Guest, R. T. Holmshaw & B. W. Manley: Channel multiplier plates for imaging applications (p. 210-216).
D. J. King & E. C. Thomson: Pincushion correction and convergence for 625-line colour receivers (p. 217-222).
M. J. Rose: Magnetic units in SI (p. 223-225).
R. S. Babbs: D.c. amplifier to drive an electrolytic ampere-hour meter (p. 226-228).

Inhoud van Mullard Technical Communications **10**, No. 98, 1969:

R. W. G. Clarke & I. P. Russell: Spectroscopic detector amplifier for 100 Hz to 10 kHz (p. 230-233).
P. Bissmire: Single system i.f. amplifier for U.K. 625-line system (p. 234-243).

Jaargang 30, 1969, no. 6/7 blz. 153-216 Verschenen 10 oktober 1969

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!